PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 21. 25. Oktober 1908. 9. Jahrgang.

Redaktionsschluß für No. 23 am 26. Oktober 1908.

INHALT.

Originalmitteilungen:

O. Hahn u. L. Meitner, Über die β-Strahlen des Aktiniums. S. 697.

E. Gehrcke, Bemerkungen über die Schichtung in der positiven Lichtsäule. S. 702.

O. M. Corbino, Über mechanische Vorrichtungen zur Erzeugung hochfrequenter Wechselströme. S. 704.

J. A. Anderson, Über die Rotation eines Turmalinkristalls durch geradlinig polarisiertes Licht. S. 707.

E. Bose, Über die Viskositätsanomalien von Emulsionen und von anisotropen Flüssigkeiten. S. 707.

E. Bose, Zur Theorie der anisotropen Flüssigkeiten. S. 708.

H. Rausch v. Traubenberg, Über einige neue Phänomene bei Gasen, welche Funken und Lichtbögen ausgesetzt wurden, und über eine Bildungsmöglichkeit künstlicher Radioaktivität. S. 713.

A. Schortau, Ein Apparat zum Messen von Meerestiefen. S. 726.

Praktische Ecke:

J. Koenigsberger, Geradsichtiges Prisma zur Projektion von Spektren. S. 727.

E. Grimsehl, Ein einfacher Projektionsschirm für polarisiertes Licht. S. 727.

Tagesereignisse. S. 728.

Personalien. S. 728.

Gesuche. S. 728.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die β-Strahlen des Aktiniums.

Von Otto Hahn und Lise Meitner.

In einer Mitteilung über die Absorption der β-Strahlen einiger Radioelemente [1]) haben wir über Versuche berichtet, die wir über die Absorption verschiedener β-Strahlen in Aluminium angestellt haben. Wir kamen zu dem Resultat, daß man unter geeigneten Bedingungen aus dem Verlauf der Absorptionskurven einen Schluß auf die Einheitlichkeit der β-Strahlung ziehen kann.

Wir faßten dies damals dahin zusammen, daß „einheitliche β-Strahlensubstanzen, ähnlich wie dies bei α-Strahlen der Fall ist, nur je eine Art von Strahlen aussenden, daß die Absorption homogener β-Strahlen einem Exponentialgesetz folge, und daß daher ein rein exponentieller Verlauf der Absorptionskurven auf einheitliche β-Strahlensubstanzen, nach unten gekrümmte Kurven dagegen (Abnahme des Absorptionskoeffizienten mit zunehmender Dicke der durchstrahlten Schicht) auf ein Gemisch verschiedener β-Substanzen hinweisen".

Die von anderen Forschern beobachteten nach oben gekrümmten Absorptionskurven (Zunahme des Absorptionskoeffizienten mit der Dicke der durchstrahlten Schicht) waren auch von uns gefunden worden; doch haben wir die Annahme gemacht, daß sie wohl nur von Versuchsbedingungen abhängen, und durch geeignete Wahl dieser Bedingungen zum Verschwinden gebracht werden können.

„Alle unsere Versuche wurden mit Aluminium als absorbierende Substanz angestellt. Ein störender Einfluß von Sekundärstrahlen wurde nicht beobachtet."

1) Diese Zeitschr. **9**, 321—333, 1908.

Unsere damaligen Versuche bezogen sich auf die β-Strahlen des Thoriums, Urans und Radiobleis.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung der β-Strahlen des Aktiniums. Die Versuche wurden nach zwei Richtungen hin ausgeführt, einmal, um zu prüfen, ob sich die Gültigkeit des Exponentialgesetzes für einheitliche β Strahlen auch am Aktinium beweisen ließe, ferner, um den Einfluß der Versuchsbedingungen auf die Form der Absorptionskurven genauer festzustellen.

Eine geringe Menge eines mäßig starken Aktiniumpräparates wurde in ziemlich dünner Schicht auf einem Porzellandeckel von 4 cm Durchmesser ausgebreitet und die Absorption durch eine größere Anzahl von Aluminiumfolien geprüft. Das Elektroskop war das bei den früheren Versuchen benutzte, auch die Stellung des Deckels war die gleiche. Die Dicke der Aluminiumfolien betrug 0,445 mm. Alle Kurven sind auf diese Aluminiumfolien bezogen.

Die erhaltene Absorpt onskurve zeigte eine doppelte Abweichung vom Exponentialgesetz. Sie war von der Form der Kurve A in Fig. 1. Die Absorption erfolgte anfangs schneller, verlief dann für eine gewisse Schichtdicke ungefähr exponential, und wurde mit zunehmender Dicke wieder rascher.

Diese Kurve mußten wir nach unserer obigen Behauptung dahin deuten, daß die anfängliche starke Absorption von einem zweiten β Strahlenprodukt herrühre, während die später folgende Zunahme des Absorptionskoeffizienten mit wachsender Dicke lediglich von Versuchsbedingungen abhängig und daher zum Verschwinden zu bringen sein mußte.

Die anfängliche Krümmung der Kurve konnte entweder von einer Verunreinigung des Akti-

niumpräparates durch andere β-strahlende Substanzen herrühren, oder das Aktinium enthält mehr als ein β-Strahlenprodukt. Die letztere Annahme erschien uns ursprünglich nicht wahrscheinlich, da man bis jetzt angenommen hatte, daß nur das Aktinium B β-Strahlen aussende, also beim Aktinium eine einheitliche β-Strahlung vorliege.

Wir suchten daher vor allem möglichst reines Aktinium herzustellen und verwendeten dazu ein Präparat, das uns von Prof. Giesel in liebenswürdigster Weise überlassen worden war. Die Reinigung desselben haben wir in der kürzlich erschienenen Arbeit „Aktinium C, ein neues kurzlebiges Produkt des Aktiniums" beschrieben [1]).

Die Absorptionsversuche wurden mit dem gereinigten Aktinium unter denselben Bedingungen wie früher wiederholt, das Resultat war dasselbe.

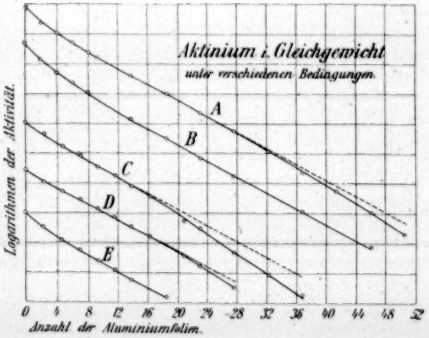


Fig. 1.

Fig. 1, Kurve A zeigt die erhaltene Absorptionskurve.

Kurve B derselben Figur zeigt das Resultat einer Messung, die mit der gleichen Substanz unter gleichen Bedingungen aufgenommen war, nur waren die schrägen Strahlen durch eine aus einer großen Anzahl von dünnen Aluminiumröhren bestehende Blende eliminiert. Man erkennt deutlich, daß, abgesehen von der anfänglichen Krümmung, der Verlauf der Kurve jetzt ein rein exponentieller ist. Es ergibt sich aus der Neigung der Kurve, daß die durchdringende β-Strahlung des Aktiniums von rund 5,4 Aluminiumfolien zur Hälfte absorbiert wird.

Die anfängliche Krümmung ist hier stärker ausgeprägt als in Kurve A, ein Umstand, auf den wir weiter unten noch zu sprechen kommen.

1) Diese Zeitschr. **9**, 649—655, 1908.

Damit ist schon erwiesen, daß die Zunahme des Absorptionskoeffizienten mit wachsender Dicke der absorbierenden Schicht von äußeren Umständen abhängig ist, und daß beispielsweise bei normalem Strahlenbündel diese Erscheinung nicht auftritt. In unseren früheren Versuchen hatten wir schon darauf hingewiesen, daß diese Erscheinung auch durch die Größe der Oberfläche der strahlenden Schicht bedingt wird und durch zweckmäßiges Verringern der Oberfläche vermindert werden kann.

Dieselbe Wirkung muß bei gleichbleibender Oberfläche der strahlenden Schicht ein Vergrößern des Aluminiumfensters hervorrufen, durch das die β-Strahlen in das Elektroskop eindringen. Um diesen Punkt zu prüfen, haben wir in einem andern β-Elektroskop die Größe des Aluminiumfensters durch dazwischengeschobene Zinkplatten von verschiedener Öffnung variiert.

Die Versuchsergebnisse zeigen die Kurven C, D und E der Fig. 1.

Kurve C entspricht einer Messung, bei welcher der Durchmesser der Zinkblende und somit auch des Aluminiumfensters 4 cm betrug. Bei der der Kurve D zugrunde liegenden Messung war der Durchmesser 11 cm, Kurve E zeigt das Messungsergebnis bei Verwendung der vertikalen Aluminiumröhrchen.

Die Resultate entsprechen genau unserer Annahme. Bei der kleinsten Öffnung ist die Abweichung vom Exponentialgesetz am größten. Man kann sich diese Erscheinung leicht aus der Streuung der β-Strahlen verständlich machen. Für Strahlen verschiedener Geschwindigkeit wird diese Streuung verschieden große Werte annehmen. Es liegt die Annahme nahe, daß langsame β-Strahlen beim Durchdringen der Materie stärker gestreut werden als schnelle. In Übereinstimmung mit dieser Vermutung haben wir bei den sehr schnellen β Strahlen des Urans X und des Thorium C auch bei großer Oberfläche der strahlenden Materie nur eine äußerst minimale Zunahme des Absorptionskoeffizienten mit wachsender Dicke der absorbierenden Schicht beobachtet, während bei den weniger durchdringenden β-Strahlen die Effekte deutlich festzustellen waren und bei den sehr leicht absorbierbaren β-Strahlen so stark in Erscheinung treten, daß die Bestimmung des Absorptionskoeffizienten unsicher wird. Natürlich gilt dies nur für den Fall, daß die schrägen Strahlen nicht abgeblendet sind.

Es stand nun noch aus, die anfängliche Krümmung der Kurven zu erklären. Da diese Kurven mit dem gereinigten Präparat aufgenommen worden waren, konnten wir die Abweichung vom Exponentialgesetz nicht einer Verunreinigung, etwa durch Radium zuschrei-

ben. Wir kamen daher zu dem Schlusse, daß das Aktinium mehr als eine β-strahlende Substanz enthalten müsse. Der beste Weg, dies zu entscheiden, war der, die einzelnen Zerfallsprodukte des Aktiniums getrennt voneinander herzustellen und auf eventuelle β-Aktivität zu prüfen.

Die Reihe des Aktiniums ist bekanntlich folgende:

Akt. — Rdakt. — Akt. X — Emanation — Akt. A — Akt. B — Akt. C[1]).

Es wurde zuerst Radioaktinium abgetrennt. Wie der eine von uns gezeigt hat[2]), kann man Radioaktinium durch fraktionierte Fällung mit Ammoniak völlig frei von Aktinium X und auch nur wenig Aktinium enthaltend herstellen.

Man kann beispielsweise so verfahren, daß man zu einer schwach sauren Aktiniumlösung Ammoniak nur in solchem Betrage zusetzt, daß bloß ein geringer Teil der fällbaren Substanz abgeschieden wird. Der Niederschlag enthält einen Überschuß von Radioaktinium. Er wird abfiltriert, in verdünnter Säure gelöst und die unvollständige Fällung mehrmals wiederholt. Die Menge wird schließlich sehr gering, da sich sämtliches Aktinium X und der weitaus größte Teil des Aktiniums in dem Filtrat befindet.

Daß der Rückstand auf dem Filter tatsächlich Radioaktinium enthält, erkennt man aus der zeitlichen Änderung der Aktivität. Diese nimmt anfangs stark zu, erreicht nach knapp drei Wochen ein Maximum und nimmt dann mit der Periode von etwa 19,5 Tagen ab.

Ein auf diese Weise hergestelltes Präparat wurde möglichst schnell nach der letzten Fällung untersucht und ergab neben der sehr starken α-Strahlung eine deutliche β-Aktivität.

Der eine von uns hat früher die Angabe gemacht, daß Radioaktinium nur α-Strahlen aussendet[3]). Der Schluß war daraus gezogen worden, daß anfänglich die α-Aktivität eines Radioaktiniumpräparates etwa 50 Proz. der maximalen Aktivität ausmachte, während für die β-Aktivität nur etwa 11 Proz. gefunden wurden.

Da das Radioaktinium in Aktinium X übergeht und dieses sehr schnell den β-strahlenden aktiven Niederschlag bildet, so waren die 11 Proz. Restaktivität dem aktiven Niederschlag zugeschrieben worden.

In vorliegendem Falle wurde nun mit dem frischen Radioaktiniumpräparat eine Absorptionskurve aufgenommen und es zeigte sich hierbei mit Deutlichkeit, daß eine wohlcharakterisierte β-Strahlung vorlag, die sich durch ihr geringes Durchdringungsvermögen in unzweideutiger Weise von der bisher bekannten β-Strahlung des aktiven Niederschlags unterschied.

Die Messungsresultate sind in Figur 2, Kurve A und B graphisch dargestellt.

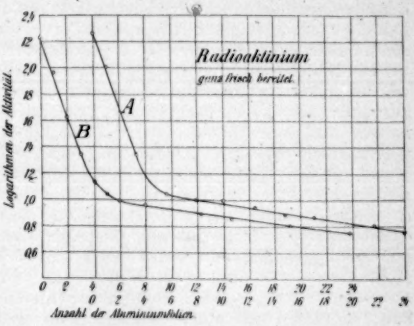


Fig. 2.

Die erhaltenen Kurven sind in mancher Beziehung auffallend. Einmal sieht man deutlich, daß eine sehr weiche β-Strahlung vorliegt, deren Durchdringungsvermögen sich mit dem der Thorium-A-Strahlung vergleichen läßt. Der Verlauf der Kurven ist ungefähr exponential bis auf etwa 10 Proz. der anfänglichen Intensität, dann wendet die Kurve plötzlich um und eine andere wohldefinierte Strahlung tritt in Erscheinung, die etwa 7 Proz. der Gesamtstrahlung ausmacht. Auch diese durchdringende Strahlung scheint nach einem Exponentialgesetz absorbiert zu werden, doch können wir nicht die Entscheidung treffen, ob hier eine den weichen β-Strahlen entsprechende, leicht absorbierbare γ-Strahlung vorliegt, oder eine harte β-Strahlung. Im letzteren Falle würde dieses nach unserer Auffassung auf ein weiteres kurzlebiges Produkt im Radioaktinium schließen lassen. Versuche zur Trennung einer solchen hypothetischen Substanz führten, wie auch zu erwarten war, nicht zum Ziele. Wir lassen deshalb die Frage offen, ob hier β-Strahlen oder γ-Strahlen vorliegen. Versuche im Magnetfeld, die diese Frage zur Entscheidung zu bringen geeignet wären, konnten nicht angestellt werden.

Werden die Logarithmen der Aktivität der durchdringenden Strahlung bis zur Schichtdicke O extrapoliert und die so gefundenen Werte von den beobachteten abgezogen, so erhält man die Kurve für die leicht absorbierbare Strahlung des Radioaktiniums. Die so gewonnenen Kurven zeigen aber die schon früher erwähnte, durch die Streuung der Strahlen bedingte Abweichung, die für sehr absorbierbare Strahlen sehr stark ins Gewicht fällt. Wir können deshalb aus der extrapolierten Kurve

1) l. c.
2) O. Hahn, diese Zeitschr. **7**, 855—864, 1906.
3) l. c.

nicht mit Sicherheit den Absorptionskoeffizienten angeben und sehen auch von der Wiedergabe der Kurve ab.

Andererseits war die Aktivität des verwendeten reinen Radioaktiniums nicht stark genug, um die Aufnahme einer Absorptionskurve mit senkrechter Aluminiumblende zu gestatten.

Die in der Figur 2 wiedergegebenen Kurven wurden mit einem durch fünf rasch hintereinander ausgeführte Fällungen hergestellten Präparat erhalten. Bei dem Ausfallen des Radioaktiniums fällt nämlich der aktive Niederschlag des Aktiniums mit aus. Wollte man nun mit der Messung warten bis dieser zerfallen ist, so hätte sich inzwischen wieder ein Teil Aktinium X und damit neuer aktiver Niederschlag zurückgebildet. Die erhaltenen Kurven würden dann natürlich nicht einem ganz reinen Radioaktinium entsprechen. Wird aber die Fällung häufig wiederholt, so nimmt der aktive Niederschlag, weil die geringe Menge nachgebildeten Aktinium X immer wieder abgetrennt wird, ab. Ist die Aktivität des Präparates gering, so daß die Aufnahme der Absorptionskurven eine beträchtliche Zeit in Anspruch nimmt, so tritt der Einfluß des nachgebildeten Aktinium X schon während der Messung störend in Erscheinung. Sehr deutlich läßt sich die Nachbildung des Aktinium X aus ursprünglich reinem Radioaktinium verfolgen, wenn man mit demselben Präparat zu verschiedenen Zeiten die Absorptionskurven aufnimmt. Die Figur 3 zeigt eine

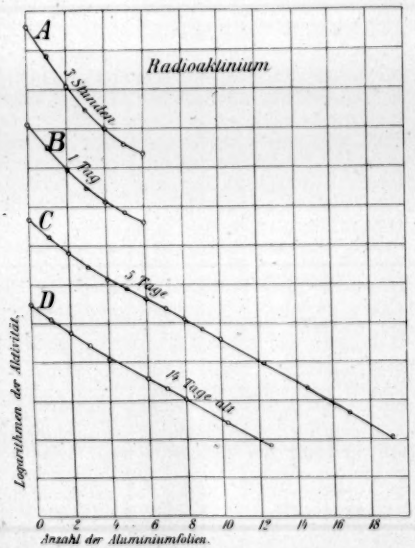


Fig. 3.

Anzahl Kurven, die auf diese Weise gewonnen worden sind.

Kurve A wurde etwa drei Stunden nach der Herstellung des Radioaktiniums erhalten. Kurve B wurde nach einem Tag, Kurve C nach 5 Tagen, Kurve D nach 14 Tagen aufgenommen.

Die anfängliche, sehr leicht absorbierbare β-Strahlung des Radioaktiniums wird allmählich fast vollständig von der durchdringenden β-Strahlung des aktiven Niederschlages überdeckt.

Kurve D hat dasselbe Aussehen wie die Kurven für Aktinium im Gleichgewicht mit seinen Verfallsprodukten, womit eine befriedigende Erklärung für die Abweichung dieser Kurve vom reinen Exponentialgesetz gegeben ist.

Wir erwarteten nun, daß wir bei Verwendung eines von Radioaktinium freien Präparates eine rein exponentielle Kurve erhalten würden. Die Herstellung des Aktiniums selbst, ganz frei von Radioaktinium und Aktinium X ist mit ziemlichen Schwierigkeiten verknüpft. Wir begnügten uns daher mit der Untersuchung des Aktinium X und des aktiven Niederschlages.

Aktinium X wurde hergestellt nach der üblichen Methode durch Fällung des Aktiniums mit Ammoniak. Man muß die Ammoniakfällung vor dem Abfiltrieren längere Zeit stehen lassen, da das Aktinium X anscheinend nur langsam ausgefällt wird und sich beim schnelleren Arbeiten zum größten Teile im Filtrat vorfindet. Das Aktinium X haltige Filtrat wird dann zur Trockene eingedampft und die Ammoniaksalze durch Glühen vertrieben. Im allgemeinen bleiben geringe Mengen nicht flüchtiger Substanzen zurück.

Figur 4, Kurve A zeigt das Resultat einer Absorptionsmessung mit dem auf die angegebene Weise hergestellten Präparat. Da die Substanz in dünner Schicht vorlag, zeigte sie

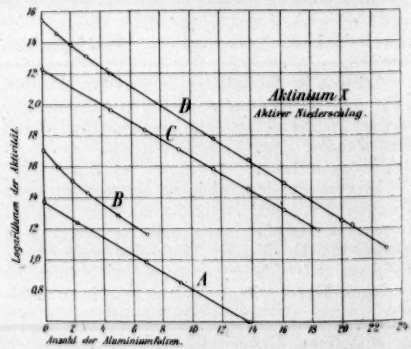


Fig. 4.

ein relativ beträchtliches Emanationsvermögen, wodurch vielleicht die später gemessenen Werte ein wenig zu hoch ausfallen. Die Kurve scheint im ganzen rein exponential zu verlaufen, doch liegt der erste Punkt etwas zu hoch.

Es wurden noch andere Aktinium-X-Kurven mit anderen Präparaten hergestellt und auch diese zeigten manchmal eine geringe Abweichung vom absolut geradlinigen Verlauf. Ob diese kleinen Schwankungen von Störungen durch Emanation herrühren oder vielleicht von einer Inhomogenität der Strahlung, suchten wir zu entscheiden, indem wir eine Absorptionskurve für Aktinium X aufnahmen, bei welcher die schrägen Strahlen größtenteils durch eine Blende eliminiert waren. War die erwähnte Abweichung durch eine leicht absorbierbare Strahlung bedingt, so war zu erwarten, daß der Anteil dieser Strahlung an der Ionisation im letzteren Falle prozentuell bedeutend vergrößert würde, da ja von den leicht absorbierbaren Strahlen auch bei Weglassung der Blende nur die senkrecht auffallenden noch ionisierend wirken können.

Figur 4, Kurve B gibt die erhaltenen Messungsresultate wieder. Die Abweichung vom Exponentialgesetz ist ganz unverkennbar ausgeprägt und mit der Annahme einer homogenen β-Strahlung nicht vereinbar; denn der erste zu starke Abfall kann nur von einer sehr leicht absorbierbaren Strahlung herrühren, die unter normalen Verhältnissen durch die viel durchdringenderen Strahlen verdeckt wird.

Für die Erklärung dieser leicht absorbierbaren Strahlung standen zwei Möglichkeiten offen. Sie konnten ihren Ursprung entweder im Aktinium X oder im aktiven Niederschlag haben.

Um diese Frage zu entscheiden, wurden jetzt Absorptionskurven für den aktiven Niederschlag aufgenommen, wobei natürlich dem zeitlichen Abfall Rechnung getragen werden mußte. Die erhaltenen Befunde zeigen die Kurven C und D der Figur 4.

Kurve C ist analog der Kurve A ohne Blende, Kurve D analog der Kurve B mit Blende aufgenommen.

Die Kurvenpaare sind durchaus miteinander vergleichbar, so daß wir den Schluß für berechtigt halten, daß dem Aktinium X keine, dem aktiven Niederschlag dagegen zwei Gruppen von β-Strahlen zuzusprechen sind. Von diesen zwei Gruppen ist die eine die seit langem bekannte und ziemlich durchdringende Strahlung, die andere eine außerordentlich leicht absorbierbare.

Es stand nur noch der Nachweis aus, wie sich die β-Strahlen auf die drei Produkte des aktiven Niederschlages verteilen.

In der schon mehrfach erwähnten Arbeit über Aktinium C haben wir bewiesen, daß die durchdringende β-Strahlung dem Aktinium C und nicht, wie es bisher geschah, dem Aktinium B zuzuschreiben ist. Die experimentelle Anstiegskurve eines ursprünglich von Aktinium C freien Aktinium B stimmte genau mit der theoretischen Kurve überein, die unter der Voraussetzung konstruiert war, daß nur das letzte Produkt β-Strahlen emittiere. Diese Kurve wurde so aufgenommen, daß auch die sehr leicht absorbierbare β-Strahlung des aktiven Niederschlages hätte in Erscheinung treten müssen. Da dies nicht der Fall war, so ist daraus der Schluß zu ziehen, daß diese Strahlung nur vom Aktinium A herrühren kann.

Wenn nun tatsächlich Aktinium C Träger der durchdringenden Strahlung ist, so muß die Absorptionskurve des Aktinium C identisch sein mit der des aktiven Niederschlages, sobald man nur die Versuchsbedingungen so wählt, daß die leicht absorbierbare Strahlung nicht zur Wirkung kommt. Es wurde deshalb nach der Erhitzungsmethode [1]) Aktinium B hergestellt, das dann seinerseits nach wenigen Minuten in Aktinium C zerfällt.

Wir hatten angegeben, daß bei dieser Methode auch eine geringe Menge Aktinium A zurückbleibt. Nach etwa einer halben Stunde ist der Überschuß des Aktinium C zerfallen und der weitere Verlauf der Abklingung erfolgt mit der Periode des Aktinium A. Es wurden nun zwei Absorptionskurven aufgenommen, eine kurz nach dem Erhitzen des Präparates, solange Aktinium C noch in großem Überschuß vorhanden, und eine zweite mit demselben Präparat, nachdem der Überschuß des Aktinium C verschwunden war; die zeitliche Aktivitätsänderung wurde durch eine gleichzeitig aufgenommene Abklingungskurve bestimmt und alle Werte darauf korrigiert.

Figur 5, Kurve A gibt das Resultat der Messung wieder. Die Kreuze beziehen sich auf die erste Messung (Akt. C), die Kreise auf die zweite Messung (Akt. $A + B + C$).

Wie man sieht, liegen die Punkte in durchaus befriedigender Übereinstimmung auf ein und derselben Kurve.

Bei den ersten derartigen Versuchen hatten wir eine solche Übereinstimmung nicht bekommen. Damals war die Kurve für die zeitliche Abklingung in einem anderen Elektroskop aufgenommen worden, und zwar unter solchen Bedingungen, daß auch die sehr weiche Aktinium-A-Strahlung sich an der Ionisation beteiligen konnte. Da diese anderseits bei der Absorptionsmessung wegen der gewählten Versuchsbedingungen nicht in Erscheinung treten konnte, so stimmten die nach der Abklingungs-

1) l. c.

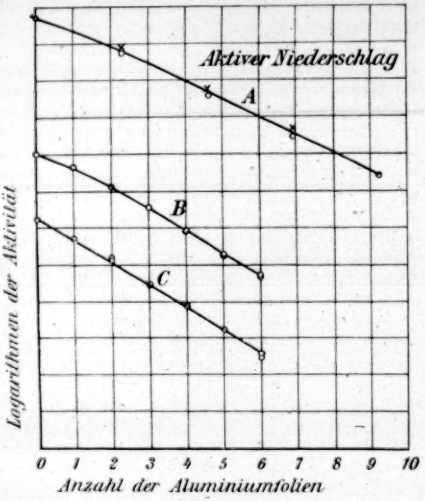


Fig. 5.

kurve korrigierten Absorptionsversuche nicht überein. Bei den der Kurve A der Figur 5 entsprechenden Messungen wurde dieser Fehler vermieden.

Direkt beobachtet wurde die weiche Aktinium-A-Strahlung bis jetzt nur, wenn die Absorptionsmessungen so vorgenommen waren, daß fast nur vertikale Strahlen in das Elektroskop gelangten.

Die Kurven B und C der Figur 5 geben nun noch einen weiteren Beweis für die Existenz einer äußerst leicht absorbierbaren Strahlung des Aktinium A.

Bei den diesen Kurven entsprechenden Messungen befand sich die aktive Substanz nur wenige mm unterhalb des Aluminiumfensters des Elektroskops.

Kurve B entspricht der Abklingung von Aktinium C, Kurve C der von Aktinium $A + B + C$ im Gleichgewicht. Die Versuchsbedingungen waren in beiden Fällen identisch.

Kurve B zeigt die nun schon öfters erwähnte, durch die Streuung der Strahlen bedingte Abweichung vom exponentiellen Verlauf, die bei der geringen Entfernung des Präparates vom Elektroskop natürlich stark ins Gewicht fällt. Bei Kurve C wird eine solche nicht beobachtet, weil dieselbe augenscheinlich durch die konkave Krümmung, hervorgerufen durch die Aktinium-A-Strahlung, verdeckt wird. Unter allen von uns untersuchten β-Strahlen sind also die des Aktinium A weitaus am leichtesten absorbierbar.

Zusammenfassung der Resultate.

1. Die Zerfallsprodukte des Aktiniums enthalten nicht, wie bisher angenommen wurde, nur ein β-Strahlenprodukt, sondern deren drei. Diese Produkte sind:

Radioaktinium,
Aktinium A,
Aktinium C.

2. Die β-Strahlen des Radioaktiniums werden zur Hälfte absorbiert, in ungefähr 0,04 mm Aluminium, die des Aktinium C in 0.24 mm.

Für die β-Strahlen des Aktinium A läßt sich ein genauer Wert nicht angeben, weil ihre Existenz nur auf indirekten Wegen bewiesen werden konnte. Sie sind aber sicher noch vie leichter absorbierbar als die des Radioaktiniums.

3. Beim Radioaktinium wurde noch eine durchdringende Strahlung beobachtet, doch steht der Nachweis aus, ob sie von sehr harten β-Strahlen oder von sehr weichen γ-Strahlen herrührt.

4. Unsere schon früher gemachte Annahme, daß einheitliche Produkte auch einheitliche β-Strahlen aussenden und daß deren Absorption in Aluminium nach einem Exponentialgesetz verlaufe, hat sich auch beim Aktinium als Arbeitshypothese durchaus bewährt und zur Auffindung der neuen β-Strahlengruppen geführt.

5. Die von anderen Forschern und auch von uns beobachtete Zunahme des Absorptionskoeffizienten mit zunehmender Dicke der absorbierenden Schicht hängt in ihrer Größenordnung sehr stark von der Durchdringbarkeit der verschiedenen β-Strahlen ab, kann aber durch geeignete Versuchsbedingungen in allen Fällen zum Verschwinden gebracht werden.

Wiederum möchten wir der Jagorstiftung zu Berlin unseren ergebenen Dank aussprechen für die Gewährung von Mitteln zu dieser Untersuchung.

Berlin, Chemisches Institut der Universität, September 1908.

(Eingegangen 29. September 1908.)

Bemerkungen über die Schichtung in der positiven Lichtsäule.

Von E. Gehrcke.

In einer kürzlich erschienenen Abhandlung [1]) bringt Herr R. Holm die Meinung zum Ausdruck, daß die von ihm angestellten Versuche über die geschichtete positive Lichtsäule „einen Anfang zu einer vollständigeren Beobachtungssammlung" bedeuten, und daß „bisher das Beobachtungsmaterial sehr mangelhaft" wäre. Diese Behauptungen des Herrn Holm entspre-

1) Diese Zeitschr. 9, 558, 1908.

chen indessen nicht den Tatsachen; denn erstens wurde schon längst „ein Anfang zu einer vollständigeren Beobachtungssammlung" von andern Autoren gemacht, zweitens erscheint das Beobachtungsmaterial dieser älteren Arbeiten, z. B. was die Veränderung der Schichtlänge mit der Stromstärke und dem Druck anlangt, eher weniger „mangelhaft" als das des Herrn Holm. Es möge deshalb im folgenden auf einige ältere Arbeiten, die die Schichtlänge betreffen, kurz eingegangen werden.

Bereits im Jahre 1881 teilte Goldstein[1]) quantitative Versuche über die Abhängigkeit der Schichtenlänge (d. h. dem Abstand zweier aufeinanderfolgender Schichten) vom Gasdruck mit; er fand, wenn wir mit d und d_0 die Schichtenlänge, mit p und p_0 die zugehörigen Gasdrucke bezeichnen, eine Gesetzmäßigkeit von der Form:

$$\frac{d}{d_0} = \left(\frac{p_0}{p}\right)^m,$$

wo $m < 1$. Diese Beziehung, welche J. J. Thomson in seinem bekannten Buche: Conduction of Electricity through Gases, 1. Aufl. 1903, S. 463; 2. Aufl. 1906, S. 565, wie oben formuliert hat, ist von gleicher Art wie das von Ebert[2]) für den Crookesschen Dunkelraum aufgestellte Gesetz und dürfte die erste quantitative Abhängigkeit der Schichtlänge vom Druck darstellen, welche gefunden wurde.

Ferner hat R. S. Willows[3]) die geschichtete Entladung in Wasserstoff und Stickstoff quantitativ untersucht; auch über diese Versuche referiert Thomson in seinem obengenannten Buche. Willows untersuchte u. a. die Abhängigkeit der Schichtenlänge von der Stromstärke und fand z. B., daß die Schichtenlänge bei einem bestimmten Druck ein Maximum hat für eine gewisse mittlere Stromstärke; dieser Maximalwert der Schichtenlänge ist gleich der Rohrweite. Das Goldsteinsche Gesetz ist nach Willows für gewisse Arten von Schichten sehr genau gültig; es verliert seine Gültigkeit, wenn die Schichten nicht mehr bis an die Wände der Röhre reichen.

Über die Schichten im Wasserstoff liegen ferner Versuche von mir[4]) vor, die in erster Linie den Einfluß der Gefäßwände auf die Schichten zum Gegenstand haben; es ergab sich u. a., daß die Schichtlänge nicht allein von der Stromdichte, sondern auch von der absoluten Größe des Rohrdurchmessers abhängt. Die an Rohren von verschiedenen Durchmessern bei verschiedenen Drucken und Stromstärken erhaltenen Zahlen für die Schichtlängen bestätigen die Existenz des von Willows gefundenen Maximums der Schichtlänge und ergeben ferner, daß bei größeren Werten der Stromstärke ein vorher nicht bekanntes Minimum der Schichtlänge existiert.

Vergleicht man die neuerdings von Herrn Holm[1]) mitgeteilten Messungen, soweit sie die Abhängigkeit der Schichtlängen von Stromstärke und Druck betreffen, mit dem oben angeführten Beobachtungsmaterial, so wird man zugeben, daß die Messungen in Helium neu sind, da die Schichtung in diesem Gase bisher nicht näher untersucht wurde; aber es ist nicht ersichtlich, worin sonst noch ein Fortschritt der neuen Messungen gegenüber den früheren liegen soll. Was die Messungen des Potentialgefälles in den Schichten anlangt, so liegen hier ebenfalls bereits wertvolle ältere Beobachtungen vor. Übrigens dürfte auch die Kenntnis der Literatur, wie sie beispielsweise in Winkelmanns Handbuch der Physik, 2. Auflage 1905, Band IV, Seite 510—511 zusammengestellt ist, bereits genügen, um das Unzutreffende an dem oben zitierten, abfälligen Urteil des Herrn Holm über den Wert der älteren Arbeiten darzutun.

Zu den übrigen, auch in der Arbeit des Herrn Holm behandelten Eigenschaften der geschichteten Entladung möchte ich mir noch eine Bemerkung über das Phänomen der „Doppelschichten" erlauben. Bereits de la Rue und Müller[2]) haben diese Erscheinung beobachtet und photographiert; eine Reproduktion ihrer Photographie hat J. J. Thomson in seinem mehrfach genannten Buche (auf Seite 529 der 2. Auflage) gegeben. Willows[3]), der sich ebenfalls mit den Doppelschichten beschäftigt hat, diskutiert bereits die Frage, ob die Doppelschichten einer Verunreinigung des Gases zuzuschreiben sind oder nicht; er kommt zu dem Schluß, daß die Doppelschichten auch in reinem Wasserstoff vorkommen können. Der entgegengesetzten Ansicht ist Pentscheff[4]), welcher meint, daß in reinem Wasserstoff die Schichten einfach sind, daß aber bei Gegenwart geringer Mengen fremder Gase, vor allem Quecksilberdampf, sich Doppelschichten bilden. Ohne hier über die eine oder die andere Ansicht entscheiden zu wollen, wird man nicht fehlgreifen, wenn man annimmt, daß die Anwesenheit von Verunreinigungen die Bildung der Doppelschichten — und auch der einfachen Schichten — begünstigt. Ferner aber mag bemerkt werden, daß eine doppelte Schichtung in Gemischen von Gasen und Dämpfen auch am negativen Glimmlicht auftritt; so beobachtete Warburg[5])

1) E. Goldstein, Wied. Ann. N. F. **15**, 277, 1882; Monatsber. d. Kgl. Akad. d. Wiss. zu Berlin vom 28. Juli 1881.
2) H. Ebert, Wied. Ann. **69**, 200, 372, 1899.
3) R. S. Willows, Proc. Cambr. Phil. Soc. **10**, 302, 1900.
4) E. Gehrcke, Ann. d. Phys. (4) **15**, 509, 1904.

1) l. c.
2) De la Rue and Müller, Phil. Trans. 1878, Part I, S. 155.
3) l. c. S. 306 ff.
4) P. B. Pentscheff, diese Zeitschr. **7**, 463, 1906.
5) E. Warburg, Wied. Ann. **31**, 575, 1887.

in einem Gemisch von Wasserstoff und Quecksilberdampf ein doppeltes negatives Glimmlicht: ein erstes, dem Wasserstoff angehörendes, und ein zweites, grünes, vom Quecksilberdampf gebildetes Glimmlicht, welches das Wasserstoffglimmlicht umhüllte. Auch in einem Gemisch von Joddampf und Wasserstoff tritt doppeltes Kathodenglimmlicht auf[1]), doch ist hier das dem Jod zukommende, gelbliche Glimmlicht das innere und wird vom Wasserstoffglimmlicht umgeben. Ich möchte deshalb hier die Vermutung ausdrücken, daß in gleicher Weise wie eine Parallele[2]) zwischen der positiven Lichtsäule (resp. jeder Schicht derselben) und dem negativen Glimmlicht besteht, so auch das Phänomen der Doppelschichtung mit demjenigen des doppelten Kathodenglimmlichts wesensgleich sein dürfte.

Zum Schluß möchte ich darauf hinweisen, daß man die bisher angewandte Methode, den Einfluß der Stromstärke auf die geschichtete Entladung zu untersuchen, welche in der Anwendung von Gleichstrom besteht, durch ein eleganteres Verfahren ersetzen kann, welches auf der Anwendung von Wechselstrom beruht; bereits Ebert[3]) hat seine Messungen am Hittorfschen Dunkelraum mit Wechselstrom angestellt, ohne sich jedoch der im folgenden angegebenen Anordnung zu bedienen. Wenn man nämlich das Geißlersche Rohr mit einem bekannten Wechselstrom beschickt, so erhält man eine kontinuierliche Übereinanderlagerung der Erscheinungen bei zeitlich veränderter Stromstärke, und man hat nur nötig, die Röhre (resp. gewisse Teile derselben) im rotierenden Spiegel oder mit bewegter photographischer Platte zu photographieren, um auf einer einzigen Photographie die Variation der Schichtlängen resp. des Glimmlichts vom Strome Null bis zu einem gewissen Maximalwert zu erhalten. Diese Methode dürfte weniger zeitraubend sein als die bisher angewandte, bei der man sukzessive Punkt für Punkt der Kurve bestimmen muß; sie dürfte besonders auch deshalb vorzuziehen sein, weil die während des Durchgangs der Entladungen freiwerdenden resp. okkludierten Gase, die den Druck im Entladungsrohr verändern und damit die Messungen mit einem Fehler behaften, unschädlich gemacht werden. Vorausgesetzt ist bei obiger Methode allerdings, daß der angewandte Wechselstrom bekannt ist, aber diese Voraussetzung ist unschwer, z. B. mit Hilfe eines Glimmlichtoszillographen, zu erfüllen, und man kann die von diesem Apparat angezeigte Wechselstromkurve direkt neben der obigen Photographie, auf der gleichen photographischen Platte, aufnehmen. Eine Untersuchung der geschilderten Art wäre schon deshalb von Interesse, um festzustellen, ob die Erscheinungen und Gesetzmäßigkeiten der Schichten bei Gleich- und Wechselstrom dieselben sind, oder ob im Gase Trägheitsphänomene auftreten, die ein momentanes „Mitgehen" verhindern. Daß das negative Glimmlicht bis zu Perioden von rund 700000 per Sekunde noch mit dem Wechselstrom mitgeht, haben die Versuche von Diesselhorst[1]) an Hand des Glimmlichtoszillographen gezeigt, andererseits ist die Helligkeit der einzelnen Teile der Glimmentladung, z. B. auch der positiven Lichtsäule, eine Funktion der Periodenzahl[2]). Ob auch die Schichtdistanz von der Periodenzahl abhängt, wurde bisher nicht untersucht; man sollte erwarten, daß dies der Fall ist, da, wie Herr Lessing[3]) gezeigt hat, die Spannungskurve eines Wechselstroms durch eine Geißlersche Röhre in charakteristischer Weise verändert wird.

1) E. Gehrcke und O. Reichenheim, Verhandl. der Deutsch. Phys. Ges. 10, 223 ff., 1908.

2) E. Goldstein, Sitzungsber. d. Kgl. Akad. der Wiss. zu Berlin 1876, S. 279; Wied. Ann. 11, 832, 1880.

3) Ebert, l. c.

1) H. Diesselhorst, Verh. D. Phys. Ges. 9, 318, 1907.

2) Vergl. E. Gehrcke, Zeitschr. f. Instrkde. 25, S. 280, Fig. 4 u. 5, 1905. Man erkennt hier, daß das Helligkeitsverhältnis zwischen negativem Glimmlicht und positivem Licht von der Periodenzahl abhängt. — Daß das positive Licht bei sehr schnellen Wechseln verschwindet (resp eine sehr geringe Helligkeit annimmt), kann bereits aus Versuchen von Ebert und Wiedemann (Wied. Ann. 50, 1, 221, 1893) und von Himstedt (Wied. Ann. 52, 473, 1894) entnommen werden.

3) W. Lessing, Verh. D. Phys. Ges. 8, 340, 1901.

(Eingegangen 28. September 1908.)

Über mechanische Vorrichtungen zur Erzeugung hochfrequenter Wechselströme.

(Antwort an Herrn R. Rüdenberg.)

Von O. M. Corbino.

In seiner Veröffentlichung vom 1. September erwidert Herr Rüdenberg auf meine Notiz vom 15. Dezember 1907 in einem Tone, welcher mich einigermaßen überrascht hat, weil er von dem Tone abweicht, den Herr Rüdenberg in einigen Briefen angewandt hat, die er mir in den dazwischenliegenden neun Monaten gesandt hat.

Es sei mir gestattet, einige Bemerkungen dazu zu machen, mit dem Wunsche, meinerseits die Polemik zu schließen.

I. Die Priorität des Prinzips der Verwendung von Serienmaschinen kommt also Fitzgerald zu, wie Bethenod nachgewiesen hat. Die Notiz des hervorragenden englischen Physikers in „Éclairage Électrique" von 1892 ist indessen im Inhaltsverzeichnis des betreffenden Bandes nicht aufgeführt und daher von mir nicht bemerkt worden.

Ich habe also ebenfalls, gerade wie Herr Rüdenberg, das Mißgeschick gehabt, daß mir andere in meiner Idee zuvorgekommen sind. Ich habe jedoch nicht, wie Herr Rüdenberg, den Anspruch erhoben, meine Idee zum Gegenstande eines Patentes zu machen. Da aber Herr Rüdenberg betont, daß mir weder die Priorität des Prinzips noch die der Ausführung der Methode zukommt — die ich 14 Tage nach ihm veröffentlicht habe —, und da er weiter erklärt, daß die Versuche mit eisenhaltigen Maschinen keinen Wert besitzen, so könnte ich die Frage aufwerfen, worauf er denn sein Patent genommen hat, da er erst der dritte Entdecker des Prinzips gewesen ist und bei der Ausführung nur 70 Schwingungen erreicht hat, statt der Millionen Wellen, die er in der drahtlosen Telegraphie erhalten will!

Es ist nämlich zu beachten, daß das Ziel, welches sich Herr Rüdenberg gesetzt hat, von meinem sehr verschieden ist. Ich hoffte nur, die Frequenz von wenigen tausend Schwingungen in der Sekunde zu erreichen. Allerdings wußte ich, daß das Eisen ein schweres Hemmnis sei, und da ich wegen Mangels an Mitteln keine eisenfreie Maschine bauen konnte (Verhandlungen wegen einer solchen habe ich bereits seit 1904 mit Herrn Ingenieur Finzi in Mailand und mit der Firma Santarelli-Dall'Eco in Florenz gepflogen), so stellte ich Versuche mit Maschinen mit vielfach unterteiltem Eisen an, um einer Aufforderung nachzukommen, die im Jahre 1906 seitens einer Kommission der Accademia dei Lincei in ihrem Bericht über die Preisverteilung öffentlich an mich ergangen ist.

Herr Rüdenberg hingegen rechnet darauf, Schwingungen von sehr hoher Frequenz zu erhalten, um dadurch dem Äther beträchtliche Energiemengen mitzuteilen. Nur dies habe ich als „etwas gewagt" bezeichnet, und ich habe keinen Anlaß gefunden, meine Meinung hierüber zu ändern.

2. Meine Bemerkung über die Notwendigkeit des Nebenschlußmotors bezog sich auf den Fall, daß die Reihendynamo an Stelle des Bogens der Duddellschen Schaltung benutzt werden sollte, daß also, wie Herr Rüdenberg sagt, eine Trennung zwischen Gleichstrom und Wechselstrom mittels geeigneter Kapazitäten und Selbstinduktionen bewirkt werden sollte.

Die geistreiche Anordnung, welche Herr Rüdenberg jetzt vorschlägt, beruht dagegen auf ganz anderen Grundlagen, denn es spielt hierbei die Umkehrung der Verbindungen zwischen Feldmagnet und Anker für die beiden Stromformen mit.

3. Die Rechnung, die Herr Rüdenberg anstellt, um zu beweisen, daß es keinen Vorteil bietet, die alte Schaltungsweise (Reihendynamo) durch die von mir vorgeschlagene neue (Reihenmotor und Kondensator an den Polen des Ankers) zu ersetzen, ist auf den vorliegenden Fall nicht anwendbar; das beruht auf einem Mißverständnis, für welches Herrn Rüdenberg keinerlei Schuld trifft. In meiner Veröffentlichung in „L'Elettricista"[1]) habe ich nämlich gesagt, daß der Vorteil darin besteht, „in den Zweig *AMB* (des Feldmagnets) den Nutzstromkreis anzuordnen, der somit einen Teil von r_2 bilden wird". Diese Stelle ist leider in der für diese Zeitschrift angefertigten Abschrift ausgelassen worden. Man sieht nun sofort, daß dann r_f (der Widerstand des Feldkreises) nicht nur aus dem Kupfer der Wicklung besteht, und daß daher die Rechnung des Herrn Rüdenberg nicht mehr gilt. Sie beruht also auf andern Grundlagen und ist von mir entwickelt worden, als ich die Maschine entwarf, die ich dann nicht ausführen lassen konnte. Ich will hier den einfachsten und beweiskräftigsten Teil dieser Rechnung mitteilen, um darzutun, daß man bei der neuen Anordnung auch bei derselben richtig berechneten Maschine Vorteil daraus ziehen kann, daß man sie als Reihendynamo benutzt.

Allerdings muß man berücksichtigen, daß eine einmal gebaute Reihenmaschine, selbst bei den günstigsten Wicklungsverhältnissen, nicht neu gebaut werden kann, so oft man sie mit anderem Arbeitswiderstand verwenden muß. Das wäre erforderlich, um den vorteilhaftesten Wirkungsgrad zu erzielen, hängen doch die günstigsten Bedingungen gerade von dem Widerstand des Nutzstromkreises ab, wenn bei den günstigsten Bedingungen die Möglichkeit der Selbsterregung mit kleinstem Wert für die Umdrehungsgeschwindigkeit gegeben ist.

Man kann sich nun leicht von der Gültigkeit der folgenden Sätze überzeugen, die eine schnelle Lösung des Problems gestatten.

Es seien r_1, r_2, L_1, L_2 die Widerstände und Selbstinduktionen des Ankers und des Feldmagnets, ϱ der Widerstand des Arbeitskreises. Wir wollen setzen:

$$\frac{r_2}{r_1} = r,$$

$$\frac{L_2}{L_1} = m.$$

Es sei ferner K der Proportionalitätskoeffizient zwischen der im Anker entwickelten EMK. und der Feldstromstärke. Bei einem bestimmten Gesamtvolumen Kupfer in den beiden Wicklungen gilt dann:

$$K = a\sqrt{r_1 r_2},$$

wo a nicht von dem Querschnitt der Wicklungen abhängt und proportional der Geschwindigkeit ist.

Ferner ist, immer bei einem bestimmten Raum für die Wicklungen,

1) O. M. Corbino, L'Elettricista 7, 34, 1908.

$$\frac{r_1}{L_1} = \tau_1,$$

$$\frac{r_2}{L_2} = \tau_2,$$

wo τ_1 und τ_2 konstant sind. Verändert man die gesamten Dimensionen der Maschine proportional, also unter proportionaler Vergrößerung oder Verkleinerung aller Teile, so ändern sich τ_1 und τ_2 gleichzeitig umgekehrt wie das Quadrat der linearen Dimensionen der Maschine. Daher bleibt das Verhältnis

$$t = \frac{\tau_1}{\tau_2} = \frac{m}{r} \qquad (1)$$

unverändert, so lange die geometrische Gestalt des Raumes für die Wicklungen gewahrt bleibt.

Was a betrifft, so ist es proportional dem Quadrat der linearen Dimensionen, wenn man die gesamten Abmessungen im Verhältnis verändert und die Umfangsgeschwindigkeit des Ankers unverändert läßt.

Dies vorausgeschickt, wollen wir die gesamten Abmessungen des Raumes für die Wicklungen ändern und den Wert

$$r = \frac{r_2}{r_1}$$

berechnen, welchem die kleinste Geschwindigkeit für die Selbsterregung der Maschine als Reihendynamo bei einem äußeren Widerstande ϱ entspricht.

Es ist:

$$K = a\sqrt{r_1 r_2} = r_1 + r_2 + \varrho \qquad (2)$$

Den Mindestwert für a, d. h. für die Geschwindigkeit, erhält man für

$$r = \frac{r_2}{r_1} = 1 + \frac{\varrho}{r_1} \qquad (3)$$

und der entsprechende Wert von a wird durch

$$a = 2\sqrt{1 + \frac{\varrho}{r_1}}$$

gegeben.

Wie man sieht, hängt das Verhältnis r vom Widerstande ab. Soll ferner a möglichst klein werden und dabei immer oberhalb des Grenzwertes 2 bleiben, so muß $\frac{\varrho}{r_1}$ sehr klein sein. Eine Grenze für die Steigerung von r_1 ist durch Konstruktionsschwierigkeiten und andere Gründe gesetzt (zu große Selbstinduktionen und somit zu hohe Spannungen bei hochfrequenten Schwingungen). Der Wert

$$r = 1$$

würde nur bei zu vernachlässigendem äußerem Widerstande der günstigste sein. In Wirklichkeit wird man also gemäß (3) zweckmäßig einen etwas höheren Wert für r wählen, der aber immer sehr nahe an 1 liegen wird.

Nachdem dieser Wert festgelegt und die Maschine gebaut ist, wollen wir sie nun mit einem äußeren Widerstande ϱ' benutzen, und zwar sei

$$\varrho' > \varrho.$$

Wir werden zur Selbsterregung eine andere Geschwindigkeit gebrauchen, und zwar einen Wert von a, der sich aus Gleichung (2) ergibt. Es wird also

$$a\sqrt{r} = 1 + r + \frac{\varrho'}{r_1}$$

sein.

Wenn wir hingegen dieselbe Maschine in der neuen Anordnung verwenden, so werden wir zur Selbsterregung einen anderen Wert von a nötig haben, den wir mit a_1 bezeichnen wollen[1]):

$$a_1\sqrt{r_1 r_2} > \frac{1}{m} r_2 + \frac{1}{m}\varrho' + m r_1,$$

also:

$$a_1\sqrt{r} > m + \frac{1}{m} r + \frac{1}{m}\frac{\varrho'}{r_1}.$$

Soll die neue Geschwindigkeit kleiner sein als die ursprüngliche, so muß

$$a_1 < a$$

sein, und dazu muß notwendig

$$m + \frac{1}{m} r + \frac{1}{m}\frac{\varrho'}{r_1} < 1 + r + \frac{\varrho'}{r_1},$$

oder — unter Berücksichtigung von Gleichung (1)

$$\frac{\varrho'}{r_1} > r(t-1)$$

sein.

Für eine Maschine von normaler Gestalt, wie ich sie untersucht habe, ist nun

$$t = 4.$$

Da nun, wie wir gesehen haben, r wenig von 1 verschieden sein muß, so wird diese letzte Bedingung durch

$$\varrho' > 3 r_1$$

befriedigt werden.

Sobald also der Widerstand im Arbeitskreise den Ankerwiderstand um einen gewissen Betrag übersteigt, ist bei der neuen Anordnung eine geringere Geschwindigkeit zur Selbsterregung erforderlich, trotzdem die Maschine unter den günstigsten Verhältnissen für Reihenschaltung gebaut worden ist.

Mit anderen Worten: Die neue Schaltungsweise erweitert das Verwendungsgebiet derselben Maschine, denn sie gestattet, die zur Selbsterregung erforderliche Geschwindigkeit zu vermindern, wenn der Widerstand im Arbeitskreise nicht sehr klein ist.

1) O. M. Corbino, a. a. O.

Palermo, 17. September 1908.

(Aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 22. September 1908.)

Über die Rotation eines Turmalinkristalls durch geradlinig polarisiertes Licht.

Von John A. Anderson.

Wenn ein Strahl geradlinig polarisierten Lichtes senkrecht auf eine zur optischen Achse parallel geschnittene Turmalinplatte fällt, so wird er absorbiert oder hindurch gelassen, je nachdem die Achse des Turmalins parallel oder senkrecht zur Polarisationsebene des einfallenden Lichtes ist. Ist die Anordnung derart, daß das Licht absorbiert wird, so wird innerhalb einer gegebenen Zeit ein bestimmter Betrag an Wärmeenergie von der Lichtquelle in die Turmalinplatte übergegangen sein, und da selbstverständlich die erstere eine hohe, die letztere eine niedrige Temperatur hat, so ist klar, daß die Entropie des Systems zugenommen haben wird. Die gleiche Vergrößerung der Entropie würde nicht stattgefunden haben, wenn die Orientierung des Systems derart war, daß das Licht hindurch gelassen wurde.

Da die Entropie eines Systems immer zu wachsen strebt, so erschien es von einigem Interesse zu untersuchen, was wohl bei folgender Anordnung eintritt: Eine Turmalinplatte ist so aufgehängt, daß sie sich frei um eine zu den beiden Flächen senkrechte Achse drehen kann; auf diese Platte fällt in Richtung der optischen Achse ein Strahl geradlinig polarisierten Lichtes so, daß die Polarisationsebene mit der optischen Achse des Turmalins einen Winkel von 45^0 bildet. Dieses Experiment wurde von dem Verfasser im physikalischen Laboratorium der Universität von Virginia Juli 1908 ausgeführt, und zwar mit dem, wenn auch nicht absolut entscheidenden Resultat, daß auf den Turmalin ein Drehmoment wirkt, das seine optische Achse parallel zur Polarisationsebene des einfallenden Lichtes zu stellen sucht. Mit anderen Worten: das System sucht sich so zu stellen, daß ein möglichst großer Prozentsatz an Licht absorbiert wird.

Der Apparat bestand aus einer feinen, 1 qcm großen und 2,96 mm dicken Turmalinplatte von fast genau 1 g im Gewicht. Die Platte war an dem einen Ende eines kurzen geraden Kupferdrahtes befestigt, an dem sich gleichzeitig ein kleiner ebener Spiegel befand. Das System wurde in einem passenden evakuierbaren Gefäß mit ebenen Glasdeckel und Boden aufgehängt; die Aufhängung geschah derart, daß das System eine Periode von 29,5 Sekunden besaß. Aus der Periode und dem Trägheitsmoment wurde berechnet, daß das für eine Ablenkung von 1 cm in einer Entfernung von 1 m an der Skala erforderliche Moment $2{,}5 \times 10^{-5}$ cm/Dynen betrug. Ein nahezu vollkommen paralleler Lichtstrahl einer Bogenlampe wurde in vertikaler Richtung an einem ebenen Silberspiegel reflektiert und vor Eintritt in das Gefäß mittels eines Nicols in geradlinig polarisiertes Licht übergeführt.

Da das aufgehängte System hinsichtlich seiner optischen Achse nicht vollkommen symmetrisch war, so wurde gefunden, daß sich der Nullpunkt konstant in einer Richtung bewegte, wenn man das Licht auf den Turmalin fallen ließ. Das rührte zweifellos von der radiometrischen Einwirkung her und möglicherweise von dem Lichtdruck. Die Bewegung war jedoch viel geringer, wenn der Winkel zwischen der Polarisationsebene und der optischen Achse des Kristalls $+45^0$, als wenn er -45^0 betrug. Im ersteren Fall lieferten 20 Versuche durchschnittlich eine Zeit von 150 Sekunden für eine Ablenkung von 30 cm; betrug der Winkel -45^0, so war dagegen eine Zeit von 90 Sekunden erforderlich, um die gleiche Ablenkung zu bewirken.

Alle diese Versuche wurden in einem hohen Vakuum ausgeführt, soweit sich dieses in dem Gefäß mittels einer Gaede-Rotationsquecksilberpumpe nur eben erzeugen ließ. Die Versuche wurden bei verschiedenen Drucken bis zu 10 oder 15 cm Quecksilber wiederholt; die Ergebnisse waren qualitativ dieselben, in jedem Falle war die Ablenkung geringer, wenn der obige Winkel $+45^0$ als wenn er -45^0 betrug. Die Nullpunktsbewegung in einer Richtung, obgleich bei verschiedenen Drucken etwas verschieden, konnte indes nicht vermieden werden.

Wenn Obiges die Ursache für die Bewegung bildet, so muß letztere verschwinden, wenn das aufgehängte System symmetrisch zur Rotationsachse gefertigt wird.

Die Versuche waren nur vorläufige, im kommenden Winter wird eine sorgfältigere Untersuchung dieser Frage im physikalischen Laboratorium der Johns Hopkins Universität ausgeführt werden.

Physikalisches Laboratorium der Johns Hopkins Universität, 15. August 1908.

(Aus dem Englischen übersetzt von Richard Lucas.)

(Eingegangen 30. August 1908.)

Über die Viskositätsanomalien von Emulsionen und von anisotropen Flüssigkeiten.

(Ein Nachwort.)

Von Emil Bose.

Vor längerer Zeit[1]) habe ich auf theoretischem Wege gezeigt, daß bei der experimentellen Untersuchung binärer Flüssigkeitsgemische mit kriti-

1) Diese Zeitschr. **8**, 347, 1907.

schem Lösungspunkt Anomalien der inneren Reibung zu erwarten sind, die von ähnlicher Art sein können, wie die bei anisotropen Flüssigkeiten beobachteten Erscheinungen dieser Art. Als ich meine diesbezüglichen Überlegungen auf der XIV. Hauptversammlung der Deutschen Bunsengesellschaft vortrug, wurde in der Diskussion die Möglichkeit derart intensiver Effekte bei Emulsionen bezweifelt.

Inzwischen hat mein damaliger Diskussionsgegner, Herr Prof. Rothmund, gelegentlich einer interessanten Experimentalarbeit über die kritische Trübung [1]) Versuche über die Viskositätsanomalien von kritischen Emulsionen angestellt und in der Tat experimentell den Nachweis geführt, daß ein Verlauf der inneren Reibung, wie ich ihn vorher ohne jedes Experiment vorausgesagt hatte, wirklich beobachtet werden kann.

Nachdem nun der Verfasser inzwischen [2]) gemeinsam mit F. Conrat nachgewiesen hatte, daß auch bei den reinsten anisotropen Flüssigkeiten und unter einwandfreien Versuchsbedingungen nicht ein wirklicher Sprung, sondern eine auf ein meßbares Temperaturintervall ausgedehnte quasiunstetige Änderung der Viskosität stattfindet, ist also meine damalige theoretische Beweisführung, daß die Reibungsanomalien der anisotropen Flüssigkeiten nicht als Experimentum crucis gegen die Tammannsche Emulsionstheorie gelten könnte, nunmehr auch experimentell in jeder Hinsicht bestätigt worden. Dies ist um so mehr der Fall, als auch Herr Prof. Schenck, gegen dessen Diskussionseinwand sich die erwähnten Versuche von Bose und Conrat wandten, diese Versuche [3]) mit weiter verbesserten Hilfsmitteln wiederholt hat, aber nur den von uns (l. c.) festgelegten Kurvenverlauf bestätigen konnte.

Wenn wir (B. und C.) aber schon gelegentlich unserer gemeinsamen Veröffentlichung darauf hinwiesen, daß uns eine emulsionstheoretische Deutung des Viskositätsverlaufs anisotroper Flüssigkeiten nicht angebracht erscheine, so muß ich diesen vorsichtigen Ausspruch nunmehr dahin erweitern, daß mir nach den neuesten Befunden Vorländers [4]), insbesondere nach der Realisierung dickerer Schichten völlig klarer durchsichtiger anisotroper Flüssigkeit, jede emulsionstheoretische Deutung absolut ausgeschlossen erscheint. Das Bedürfnis nach einer Ausgestaltung der Theorie der sogenannten kristallinischen Flüssigkeiten scheint demnach dringend vorzuliegen. In dem folgenden Aufsatz mache ich den Versuch, eine früher kurz skizzierte Auffassung der anisotropen Flüssigkeiten etwas ausführlicher zu entwickeln.

(Eingegangen 29. September 1908.)

1) Zeitschr. f. physik. Chem. **63**, 54, 1908.
2) Diese Zeitschr. **9**, 169, 1908.
3) Einer persönlichen Mitteilung zufolge.
4) Ber. d. d. chem. Ges. **41**, 2033, 1908; siehe darüber auch den folgenden Artikel.

Zur Theorie der anisotropen Flüssigkeiten.

Von E. Bose.

Ich habe früher [1]) an dieser Stelle eine kurze Skizze einer rein kinetischen Vorstellung entworfen für die anisotropen Zustände, welche bei den sogenannten „kristallinischen" Flüssigkeiten vorliegen. Diese ging aus von dem wichtigen Befunde Vorländers, daß der anisotrope Zustand nur bei Substanzen beobachtet wird, denen eine langgestreckte Molekularkonstitution zukommt. Die Überlegungen, welche ich damals nur anhangsweise kurz an die Behandlung verschiedener anderer Fragen knüpfte, möchte ich im folgenden etwas weiter ausführen.

Boltzmann unterscheidet auf S. 20 u. folg. des 1. Bandes seiner klassischen Darstellung der Gastheorie molar ungeordnete und molekular ungeordnete Zustände. Erstere sind dadurch charakterisiert, daß innerhalb eines endlichen, eine größere Anzahl von Molekülen umfassenden Raumelementes die Geschwindigkeitskomponenten nicht mehr völlig willkürlich verteilt sind, sondern etwa eine gemeinsame translatorische Bewegung oder ein anderweitig geordneter Bewegungszustand sich über die regellose Verteilung superponiert, so daß damit eine Vorzugsrichtung in dem betrachteten Raumelement gegeben ist. Erst das Fehlen einer solchen Vorzugsrichtung charakterisiert die auch molekular ungeordneten Zustände.

Solange man die Molekeln mit ausreichender Annäherung als absolut glatte, undeformierbare elastische Kugeln betrachten darf, deren Schwerpunkt im Kugelmittelpunkt liegt (z. B. für einatomige Gase), spielen irgendwelche Rotationen der Moleküle gar keine Rolle, die Koordinaten des Kugelmittelpunktes genügen völlig zur Bestimmung der Lage des einzelnen Moleküls. Dies wird sofort anders, sobald wir etwa den Schwerpunkt exzentrisch legen oder von der Kugelform abgehen; dann sind eben je nach dem Grade der Symmetrie mehr Variable zur Charakterisierung der Lage eines Moleküls notwendig. Für den von uns zu betrachtenden Fall genügt es, die Moleküle etwa als (absolut glatte, undeformierbare, elastische) verlängerte Rotationsellipsoide (mit zentralem Schwerpunkt) zu betrachten; in diesem Falle müssen zur Charakterisierung der Lage einer Molekel außer den drei Schwerpunktskoordinaten

1) Diese Zeitschr. **8**, 513, 1907. Siehe die letzten Abschnitte des Artikels.

noch zwei Winkel behufs Angabe der Längsachsenrichtung gegeben sein.

Bis jetzt haben wir keinerlei Voraussetzung über den gegenseitigen Abstand der Moleküle gemacht. Haben wir es mit einem Gase zu tun, wo die mittlere Weglänge groß gegen den mittleren Abstand zweier Molekülschwerpunkte ist, bemerkt Boltzmann ganz richtig, werden molar ungeordnete Zustände (bei einem jeder äußeren Einwirkung entzogenen System) schnell in molekular ungeordnete übergehen, weil jedes Molekül sich nach jedem Zusammenstoß schon von seinen früheren Nachbarn entfernt hat. Bei Flüssigkeiten wird der sehr viel kleinern Weglänge wegen eine Durchmischung weit weniger schnell stattfinden und eine nur molare, aber nicht molekulare Unordnung verhältnismäßig beständiger sein können.

Nun wird eine molekulare Unordnung durch äußere Einwirkung in durchaus verschiedener Weise molar ungeordnet werden können. Betrachten wir z. B. ein aus Ellipsoid-Molekülen bestehendes Gas, so kann z. B. durch einseitige Erwärmung darin eine Zirkulation entstehen, welche für die Schwerpunktsbewegung die molekulare Unordnung zerstört, während für die Achsenrichtungen noch völlige Gleichberechtigung aller Richtungen, d. h. völlige molekulare Unordnung bestehen kann. Andererseits könnten wir uns auf das völlig isotherm gehaltene Gas Richtkräfte (z. B. magnetischer oder elektrischer Natur) ausgeübt denken, welche den molekular ungeordneten Zustand bezüglich der Achsenrichtungen stören, während bezüglich der Schwerpunktbewegung die molekulare Unordnung völlig gewahrt bleiben könnte. Auf der Annahme der letzteren Sonderung beruht z. B. Langevins kinetische Theorie des Dia- und Para-Magnetismus[1]).

Meine früher ausgesprochene kinetische Vorstellung von dem Wesen der anisotropen Flüssigkeiten geht nun dahin, daß sie in diesen bezüglich der Achsenrichtung der Moleküle molekular geordnete, aber molar ungeordnete Zustände annimmt. Eine endliche Masse trüber anisotroper Flüssigkeiten würde nach dieser Anschauungsweise aus Molekülschwärmen bestehen, derart, daß in jedem solchen Schwarm die Moleküle zwar völlig frei beweglich, aber bezüglich ihrer Richtungen mit einer Vorzugsrichtung behaftet wären[2]). Die Trübung wäre durch das Durcheinander der verschiedenen Schwärme bedingt, da die Schwarmgrenzen als Unstetigkeitsflächen die Zerstreuung einfallenden Lichtes bewirken würden[1]). Um ein rohes Bild von der Gesamtheit solcher Schwarmhaufen zu geben, möchte ich etwa einen feinen Seifenschaum nennen, bei dem das Innere jedes Bläschens einem mit Vorzugsrichtung versehenen Molekelschwarm entspräche, die Schaumlamellen den Schwarmgrenzen entsprächen. Es soll dies Bild aber nur gewissermaßen eine Momentaufnahme repräsentieren, denn während der Schaum ein relativ stabiles Gebilde ist, wären die Schwarmgrenzen des anisotrop flüssigen Zustandes wahrscheinlich als in ununterbrochener Bewegung begriffen anzusehen, falls sie nicht durch besondere Kunstgriffe einigermaßen festgelegt werden[2]).

Ziemlich nahe steht dieser Auffassung der Struktur einer anisotropen Flüssigkeit die neuerdings von P. Weiß[3]) geäußerte und mit vorzüglichem Erfolg verwertete Auffassung der ferromagnetischen Metalle. Er macht die Hilfsannahme, „daß die scheinbare Isotropie dieser Metalle durch die Durcheinanderlagerung von Elementarkristallen entsteht", die für sich jeder anisotrop sind. Jeder Elementarkristall entspricht also einem Molekülschwarm mit ausgeprägter Vorzugsrichtung, nur daß im flüssigen Zustand durch die freie Beweglichkeit der Moleküle (Fehlen eines Raumgitters) das System ein sehr viel beweglicheres ist.

Über das Zustandekommen der Schwarmbildung können wir uns folgende Vorstellung bilden, für die wir uns die Zustandsgleichung der Flüssigkeit in der Form der van der Waalschen Gleichung:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT$$

zugrunde legen wollen.

Der Kohäsionsdruck $\frac{a}{v^2}$ ist bekanntlich bestrebt, das von der Flüssigkeit eingenommene Volumen zu verkleinern; dem wirkt aber nächst

1) Ann. Chim. Phys. (8) **5**, 70, 1905.

2) Von dem Begriff der Schwarmbildung mit anisotroper Struktur hat H. Ambronn gelegentlich einer Abhandlung über den Pleochroismus in Metallspiegeln (diese Ztschr. **8**, 665, 1907) unter Hinweis auf meine frühere Arbeit (l. c.) Gebrauch gemacht.

1) Die Möglichkeit, klare anisotrope Flüssigkeiten zu erhalten, würde demnach mit der Möglichkeit der Ausbildung makroskopischer Schwärme zusammenfallen, die außer von den äußeren Bedingungen (Temperatur usw.) von den individuellen Eigenschaften der Substanz bedingt sein wird (s. w. u.).

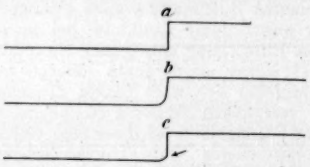
2) Der für die optische Beobachtung von O. Lehmann angewendete Kunstgriff des Zusatzes einer anderen Substanz (Kolophonium oder anderes) zu dem Präparat würde im Sinne unserer Anschauungen darauf hinauslaufen, daß die Hauptsubstanz durch den Zusatz überwiegend in so kleine Tröpfchen zerlegt wird, daß ein einzelner Schwarm mit ausgeprägter Vorzugsrichtung ein ganzes Tröpfchen einzunehmen vermag. Die einzelnen Schwärme werden also durch Lehmanns Kunstgriff gewissermaßen isoliert und bekommen zugleich durch die Grenzflächenspannung an der Tropfenoberfläche eine wohldefinierte und stabile Begrenzung. Steht nun die Vorzugsrichtung des so begrenzten Schwarmes vertikal zur Ebene des Objektträgers, so haben wir den Tropfen in erster, liegt sie parallel der Fläche desselben, in zweiter Lehmannscher Hauptlage.

3) Diese Zeitschr. **9**, 358, 1908.

der in der Größe b zum Ausdruck kommenden Raumerfüllung der Molekeln insbesondere die Lebhaftigkeit der Eigenbewegung der Moleküle entgegen, die mit steigender Temperatur eine Volumzunahme liefert. Bei Abkühlung nimmt die Lebhaftigkeit der Molekularbewegung ab, der überwiegende Kohäsionsdruck veranlaßt so lange Volumabnahme, bis die mit der verminderten mittleren Entfernung der Molekülzentren rapid wachsende Stoßzahl ihm wieder das Gleichgewicht hält.

Nehme ich jetzt eine Flüssigkeit mit langgestreckten Molekülen (stark verlängerte Rotationsellipsoide, deren Achsenverhältnis oder Formfaktor $\frac{L}{l}$ sei), so wird bei genügend hoher Temperatur die Flüssigkeit in jeder Beziehung isotrop sein, da die Lebhaftigkeit der Wärmebewegung nicht nur für die Schwerpunkte, sondern auch für die Achsenrichtungen der Moleküle molekular ungeordnete Zustände schaffen wird. Ein Schwarm zufällig geordneter Molekeln würde immer sofort wieder zerfallen. Nimmt aber die Temperatur und damit die lebendige Kraft sowohl der fortschreitenden als auch der Rotations-Bewegungen der Moleküle ab, so wird ein Punkt kommen können, bei welchem die schwarmartigen bezüglich der Achsenrichtung nur noch molar, aber nicht mehr molekular ungeordneten Systeme einen stabileren Zustand darstellen als die völlig molekular ungeordneten, weil der schwarmartige Zustand wegen der überwiegend gleichgerichteten Moleküle eine günstigere Raumerfüllung[1]), also einen kleineren Wert von b und damit die Möglichkeit einer Volumabnahme eines Anwachsens von $\frac{a}{v^2}$ bietet. Unterhalb einer gewissen Grenztemperatur werden also unter Volumkontraktion die trübflüssigen bezüglich der Achsenrichtung einigermaßen geordneten Zustände stabil. In der Tat findet man bei den typischen anisotropen Flüssigkeiten ein quasi-sprungweises Anwachsen der Dichte beim Abkühlen unter den Klärungspunkt[2]).

Fassen wir die unterhalb einer gewissen Grenztemperatur eintretende Trübung derart als durch eine günstigere Raumerfüllung (also eine unstetige Veränderung von b) bedingt auf, so erhebt sich im Sinne meiner früheren Ausführungen die Frage, ob eine wirklich sprungweise oder nur eine sehr schnelle quasi-sprungweise Änderung von b vorliegt. Außer diesen beiden extremen Fällen wäre noch eine Kombination beider denkbar, eine sprunghafte Änderung nebst einer über ein gewisses Temperaturgebiet ausgedehnten Änderung des b. Die drei verschiedenen Möglichkeiten sind in der beigefügten Skizze als Typus a, b und c angedeutet. Die erste Möglichkeit der rein sprungweisen Änderung dürfte wohl insbesondere nach den Versuchen von F. Conrat und dem Verfasser[1]) für trübe anisotrope Flüssigkeiten abzulehnen sein, dagegen ist bisher wohl kaum mit voller Sicherheit zwischen den Typen b und c zu entscheiden. Wenngleich die ebenerwähnten Versuche von Bose und Conrat nach Ansicht des Verfassers einigermaßen deutlich für Typus b sprechen, so scheinen sie doch nach c sicher ebensogut verständlich und dilatometrische Versuche, welche Herr Dr. Conrat auf meine Veranlassung ausgeführt hat, lassen möglicherweise sogar den Typus c als wahrscheinlicher erscheinen.



Stellen wir uns nun die Frage, in welcher Weise wir etwa die unterhalb einer bestimmten Temperatur eintretende Veränderung von b in der van der Waalsschen Gleichung zum Ausdruck bringen könnte, so ist diese Frage, solange wir nur eine rein formale Darstellung unter Verzicht auf jedwede Veranschaulichung verlangen, leicht mittels diskontinuierlicher Faktoren zu erledigen.

Fall a würde z. B. folgendermaßen sich gestalten. Im klarflüssigen Gebiet, d. h. für Temperaturen höher als die Klärungstemperatur Θ, genüge die Darstellung durch die übliche Zustandsgleichung

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT.$$

Für $T < \Theta$ soll an Stelle von b treten

$$b' = b - \Delta,$$

wo Δ eine von T unabhängige, für die betreffende Substanz charakteristische Konstante ist. Wir nehmen nun eine Hilfsvariable u hinzu, auf deren physikalische Deutung wir verzichten, und ergänzen die Zustandsgleichung in folgender Weise:

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)\left(v - b + \frac{2\Delta}{\pi}\int_0^\infty \frac{\sin u}{u}\cos\frac{T}{\Theta}u\,du\right) = RT.$$

1) Will man sich eine ganz grobsinnliche, stark übertriebene Vorstellung von dieser günstigeren Raumerfüllung machen, so möge man etwa an eine Zigarrenkiste denken, in welche sehr viel mehr Exemplare in geordneter Lage hineinpassen als in buntem Durcheinander beliebiger Richtungen.

2) Vgl. besonders R. Schenck, Kristallinische Flüssigkeiten und flüssige Kristalle, Leipzig 1905, S. 48 u. f.

1) E. Bose und F. Conrat, diese Zeitschr. **9**, 169, 1908.

Das hinzugefügte Glied

$$\frac{2\Delta}{\pi}\int_0^\infty \frac{\sin u}{u}\cos\frac{T}{\Theta}u\,du$$

hat die Eigenschaft, für alle Werte von $T>\Theta$ zu verschwinden, dagegen für alle Werte von $T<\Theta$ den konstanten Wert Δ zu ergeben. Für $T\equiv\Theta$ ist der Wert des Ausdrucks $\frac{\Delta}{2}$, was etwa dem physikalisch bedeutungslosen dritten Volum der van der Waalsschen Kurven entsprechen würde.

Fall b würde sich jedenfalls mit genügender Annäherung durch die Zustandsgleichung:

$$\left(p+\frac{a}{v^2}\right)\left(v-b+\frac{2\Delta}{\pi}\int_0^\infty \frac{\sin u}{u}\cos\frac{T}{\Theta}u\,du\right.$$

$$\left.-\frac{\Delta}{\pi}\int_0^\infty \frac{u\sin(\Theta-T)u+\alpha\cos(\Theta-T)u}{\alpha^2+u^2}\,du\right)=RT$$

darstellen lassen, da für alle Werte von $T\geq\Theta$ beide bestimmte Integrale einzeln oder zusammen verschwinden, für alle Werte von $T<\Theta$ dagegen der erste Zusatzausdruck wie vorher gleich Δ, der zweite gleich $-\Delta e^{-\alpha(\Theta-T)}$ wird. Unterhalb der Klärungstemperatur beginnt daher eine Abnahme von b, die sich allmählich dem Grenzwerte Δ nähert. Die Abnahme von b beim Unterschreiten der Klärungstemperatur erfolgt um so schroffer, je größer die als Charakteristikum der Substanz zu betrachtende und jedenfalls in erster Linie vom Formfaktor abhängige Konstante α ist; für $\alpha=\infty$ geht Fall b in Fall a über.

Fall c schließlich würde sich von b nur dadurch unterscheiden, daß die Δ-Konstanten der beiden Zusatzausdrücke verschieden sind. Die Zustandsgleichung würde:

$$\left(p+\frac{a}{v^2}\right)\left(v-b+\frac{2\Delta}{\pi}\int_0^\infty \frac{\sin u}{u}\cos\frac{T}{\Theta}u\,du\right.$$

$$\left.-\frac{\Delta'}{\pi}\int_0^\infty \frac{u\sin(\Theta-T)u+\alpha\cos(\Theta-T)u}{\alpha^2+u^2}\,du\right)=RT,$$

wo $\Delta'<\Delta$ sein müßte.

Beim Unterschreiten von Θ würde die Volumkonstante der van der Waalsschen Gleichung von b auf $b-\Delta+\Delta'$ springen und dann asymptotisch gegen den Wert $b'=b-\Delta$ konvergieren. Auch dieser Fall würde für $\alpha=\infty$ in Fall a übergehen.

Im übrigen sei nochmals hervorgehoben, daß es sich hier um eine rein formale Ausdrucksweise, also höchstens um eine Beschreibung im Kirchhoffschen Sinne, keineswegs aber um eine Erklärung irgendwelcher Art handelt. Demgemäß ist und bleibt diese Erweiterung der van der Waalsschen Gleichung theoretisch absolut unbefriedigend. Was die Lage von Θ im Verhältnis zur kritischen Temperatur der klaren Flüssigkeit $\vartheta=\frac{8a}{27bR}$ betrifft, so wird die Stabilität der Schwarmzustände bei um so höheren Werten von T eintreten, je mehr die Molekülform von der Kugel abweicht, je größer also das Verhältnis $\frac{L}{l}$ von langer Achse zu kurzer Achse (der Formfaktor des gestreckten Rotationsellipsoids) wird; mit wachsendem Formfaktor würde sich Θ wahrscheinlich der kritischen Temperatur mehr und mehr nähern. Ein Wachsen von Θ über ϑ hinaus, was gleichbedeutend sein würde mit dem Auftreten anisotroper Zustände im (wenn auch stark komprimierten) Gaszustande, dürfte jedoch wohl kaum möglich sein, weil man bei dem heutigen Stande der Chemie kaum imstande sein dürfte, den Formfaktor einigermaßen starrer Moleküle über ein bescheidenes Maß zu steigern. Langgestreckte Moleküle, wie sie etwa den höheren Gliedern der normalen Fettkohlenwasserstoffe zukommen, werden ihrer Konstitution nach eine erhebliche innere Beweglichkeit besitzen, und wir werden nicht erwarten dürfen, ihr Verhalten unter der Annahme starrer Ellipsoide mit genügender Annäherung darstellen zu können[1]).

Kehren wir nun zu unserer kinetischen Auffassung der anisotropen Flüssigkeitszustände zurück, so haben wir innerhalb eines Molekularschwarmes die Molekülschwerpunkte als völlig frei beweglich zu betrachten, insbesondere kann noch von keinem Gravitieren um eine bestimmte Ruhelage gesprochen werden. Die Substanz entspricht also in dieser Beziehung durchaus den kinetischen Anschauungen über eine Flüssigkeit; von einem Raumgitter, gleichviel ob starr oder leicht deformierbar, und einer dadurch bedingten eigentlich kristallographischen Symmetrie ist noch durchaus nicht die Rede. Dagegen ist jeder einzelne Molekülschwarm für sich schon ein anisotropes Gebilde, da die Moleküle des Schwarmes eine für eine bestimmte Richtung überwiegend hervortretende mittlere Achsenorientierung haben. Längs der mittleren Achse des Schwarmes wird z. B. die Fortpflanzungsgeschwindigkeit des Lichtes eine andere sein als in den senkrecht zu ihr verlaufenden, unter sich sämtlich gleichberechtigten Richtungen. Ähnliches wird von allen vektoriellen Eigenschaften innerhalb eines Schwarmes gelten. Oberhalb einer bestimmten Temperatur Θ sind

1) Molekeln der letztgenannten Art können zu ganz anderen Eigentümlichkeiten Veranlassung geben, auf die ich bei späterer Gelegenheit zurückzukommen gedenke.

diese Anisotropien nicht existenzfähig; ein Verhalten, das durchaus zu vergleichen ist dem plötzlichen Verschwinden der spontanen Magnetisierung ferromagnetischer Materialien oberhalb einer gewissen Temperatur. Die Analogie tritt besonders deutlich hervor beim Vergleich mit den hochinteressanten Ausführungen von Pierre Weiß über molekulares Feld und Ferromagnetismus. Beim Ferromagnetismus wirkt auf ein Molekül die Gesamtheit der benachbarten Moleküle durch das von ihr ausgeübte molekulare Feld und bewirkt die unterhalb einer gewissen Grenztemperatur Θ stabile polare Anisotropie, die oberhalb Θ durch die überwiegende Intensität der Wärmebewegung zerstört wird. Bei den anisotropen Flüssigkeiten wirkt auf ein Molekül die Gesamtheit der benachbarten Moleküle durch die vom Formfaktor bestimmte Art der Raumerfüllung und bewirkt damit die unterhalb einer gewissen Grenztemperatur Θ stabile anisotrope Anordnung, die oberhalb Θ durch die überwiegende Intensität der Wärmebewegung der Zerstörung anheimfällt.

Gerade diese Analogie erscheint mir zur Veranschaulichung der von mir ausgesprochenen Auffassung von dem Zustandekommen der anisotropen Zustände in Flüssigkeiten überaus willkommen, besonders, da im Falle des Ferromagnetismus die Auffassung einer rechnerischen Formulierung zugänglich ist, für welche mir im Falle der anisotropen Flüssigkeiten noch der geeignete Ausdruck fehlt.

Es wäre nun kurz noch die Frage zu erörtern, welche Bedingungen einer besseren Ausbildung der Schwarmzustände günstig sein würden. Hier liegt zunächst auf der Hand, daß ein Sinken der Temperatur und damit eine Abnahme der Lebhaftigkeit sowohl der fortschreitenden wie der drehenden Bewegungen der Moleküle eine Vergrößerung der Einzelschwärme ermöglichen und überhaupt die Stabilität der Schwarmzustände vergrößern wird. Andererseits wird die Anwesenheit fester Wände sowohl wegen der Beschränkung der Ortsveränderungen der der Wand anliegenden Molekeln, sowie auch wegen der auftretenden Adhäsionskräfte günstig wirken. Diese letzteren scheinen stets in der Richtung zu wirken, daß die Moleküle sich mit ihren Längsachsen senkrecht zur Wand einstellen. Sehr dünne Schichten zwischen Objektträger und Deckglas erscheinen dann im paral'elen Lichte zwischen gekreuzten Nicols dunkel und Lehmann hat solche Zustände als pseudoisotrop bezeichnet, weil eine Verschiebung des Deckglases genügt, um die Ordnung zu zerstören und die Anisotropie hervortreten zu lassen[1]).

1) In gleichem Sinne günstig wirkt die Isolierung einzelner Schwärme, wie sie Lehmann durch seine Zusätze erzielt (vgl. Anmerkung 2 auf S. 709, rechte Spalte).

Nunmehr ist es Vorländer[1]) im Verlauf seiner eminent zielbewußten Arbeiten gelungen, Verbindungen zu erhalten, deren anisotrop flüssige Zustände sich bei erheblich tieferen Temperaturen, teilweise noch bei Zimmertemperatur untersuchen lassen. Hier sind die Bedingungen für die Ausbildung größerer Schwärme mit Vorzugsrichtung schon außerordentlich viel günstiger und nur noch dickere Schichten der Verbindungen erscheinen trübe, während Schichten bis zu 0.3 mm Dicke schon klar erhalten werden können. Im konvergenten polarisierten Lichte zeigen diese Schichten in prachtvollster Weise das Verhalten einachsiger Kristalle und weisen zum Teil, nämlich bei optisch aktivem molekularem Bau[2]), auch intensives Drehungsvermögen auf.

Von besonderer Bedeutung für die Schwarmtheorie der anisotropen Flüssigkeiten dürfte zweifelsohne der direkte mechanische Nachweis der Existenz der angenommenen Schwarmaggregate sein, und es erhebt sich die Frage, ob sich derselbe experimentell erbringen läßt und eventuell mit welchen Mitteln. Von den optischen Eigenschaften der trübflüssigen Zustände wollen wir von vornherein absehen, denn da es sich bei unserer Schwarmvorstellung um ein mechanisches Bild handelt, wäre sicherlich ein mechanischer Nachweis bei weitem am zufriedenstellendsten.

Ein solcher mechanischer Nachweis dürfte sich vielleicht im Anschluß an die Viskositätsanomalien der anisotropen Flüssigkeiten erbringen lassen. Die innere Anisotropie eines Schwarmes wird insbesondere auch die Ortsänderungen eines Moleküls derartig beeinflussen, daß die Komponenten der mittleren freien Weglänge in Richtung der mittleren Schwarmachse erheblich größer sein werden als in den Richtungen senkrecht dazu, da in Richtung der Achse die Molekularquerschnitte ein Minimum sind. Innerhalb eines jeden Schwarmes wird man also auch bezüglich der inneren Reibung eine Anisotropie haben, die sich bei Viskositätsmessungen derart Geltung verschaffen wird, daß die schwarmartig bezüglich der Richtung geordneten Zustände sich den völlig ungeordneten überlegen erweisen, wodurch sich die kleinere Reibung innerhalb des trübflüssigen Gebietes erklärt.

Würde man nun in der Lage sein, die Reibung unter Bedingungen zu untersuchen, bei welchen durch geeignete Versuchsbedingungen die Richtungsordnung der Schwarmzustände systematisch fortgesetzt zerstört wird, so sollten unter solchen Umständen die Viskositätsanomalien ausbleiben oder jedenfalls erheblich vermindert werden. Eine solche Beeinflussung der

1) Ber. d. d. Chem. Ges. **41**, 2033, 1908.

2) z. B. beim Vorhandensein eines asymmetrischen Kohlenstoffatoms im Molekül.

Schwärme erscheint nun durchaus möglich, wenn man den Kapillardurchmesser der Reibungsröhren soweit wie irgend möglich heruntersetzt und in solchen feinsten Kapillaren statt des Poiseuilleschen den sogenannten hydraulischen Zustand erzeugt.

Bekanntlich existieren beim Durchfluß von Gasen und Flüssigkeiten durch Röhren zwei prinzipiell voneinander verschiedene Strömungszustände, welche durch ein ziemlich breites Übergangsgebiet verbunden sind, innerhalb dessen keiner der beiden Zustände dauernd existenzfähig ist, so daß die beiden Zustände einander fortgesetzt gegenseitig ablösen. Der bei kleinen Durchflußgeschwindigkeiten stabile Zustand ist der dem Physiker geläufigere Poiseuillesche Zustand, bei welchem koaxiale Flüssigkeitszylinder sich geordnet ineinander verschieben und die Geschwindigkeit von dem Maximalwert in der Achse nach einem parabolischen Gesetz abnimmt, um an der Rohrwandung Null zu werden. In diesem geordneten Strömungszustande werden die richtungsgeordneten Zustände im trübflüssigen Gebiet sich mit Erfolg nutzbar machen können.

Bei sehr hohen Strömungsgeschwindigkeiten ist der Poiseuillesche Strömungszustand völlig labil und wird durch den sogenannten hydraulischen Zustand ersetzt, bei welchem das Durchströmen unter lebhafter Wirbelbildung im Rohrinnern erfolgt. Im Gegensatz zum Poiseuilleschen Gebiete liegen hier durchaus ungeordnete Bewegungszustände vor. Falls es gelingt, diese Unordnung schon in so kleinen Gebieten herbeizuführen, daß dieselben mit der mittleren Schwarmgröße vergleichbar werden, so werden die richtungsgeordneten Zustände durch den Strömungsprozeß fortgesetzt zerstört werden und die nutzbringende Verwertung ihrer Ordnung wird alsdann verhindert oder doch zum wenigsten erheblich beschränkt sein. Experimentell wäre demnach die Frage derart anzugreifen. In einem kurzen Stück einer möglichst engen Kapillare studiert man zunächst bei geringem Druckgefälle die Abhängigkeit der Durchflußzeit von der Temperatur, steigert alsdann das Druckgefalle immer weiter, bis man schließlich im rein hydraulischen Gebiet arbeitet und auch hier die Abhängigkeit der Durchflußzeit von der Temperatur erhält. Im Poiseuilleschen Gebiet ergibt sich der bekannte unstetige Verlauf mit sehr viel kleinerer Viskosität im anisotropflüssigen Zustande. Bleibt die Unstetigkeit im hydraulischen Zustande aus oder verschwindet sie wenigstens zum größten Teil, so ist damit der rein mechanische Nachweis dafür erbracht, daß im trübflüssigen Gebiet Schwarmbildungen stattfinden, deren Vorzugsrichtung kleinster Reibung sich nicht geltend machen kann, sobald eine Ausnutzung derselben durch geordnete Strömung nicht mehr möglich ist.

Diesbezügliche Versuche, für welche mir in dankenswertester Weise Mittel seitens der Jagor-Stiftung zur Verfügung gestellt wurden, sind zurzeit in Vorbereitung und wird späterhin an dieser Stelle darüber berichtet werden.

(Eingegangen 29. September 1908.)

Über einige Phänomene bei Gasen, welche Funken und Lichtbögen ausgesetzt wurden.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Heinrich Rausch von Traubenberg.

Kapitel I. Einleitung.

Bekanntlich bewahren Flammengase und Gase, welche aus der Nähe hochtemperierter Körper stammen, der Ionisierungsursache entzogen, ihre Leitfähigkeit lange Zeit, während die durch Röntgenstrahlen, α- und β-Strahlen oder ultraviolettes Licht ionisierten Gase ihre Leitfähigkeit sehr schnell wieder verlieren. Diese Eigenschaft der Flammengase, welche sie mit der Phosphorluft gemeinsam haben, wurde zuerst von W. Giese[1]) nachgewiesen; er fand, daß dieselben noch nach 6 Minuten eine erhöhte Leitfähigkeit nach Abstellen der Flamme bewahrten; ein ähnliches Verhalten wurde von K. v. Wesendonk[2]) festgestellt; auch zeigte er, daß die bei einem Flammengase gemessene Leitfähigkeit in hohem Maße von der Oberflächenbeschaffenheit der zur Messung verwendeten Sonde abhängig war. Weiter untersuchte Mc Clelland[3]) Gase, welche über Flammen, Funkenstrecken und glühende Drähte hinweggesogen waren, auf ihre Leitfähigkeit und stellte Versuche über Beweglichkeit und Rekombinationszeit der in ihnen vorhandenen Ionen an. Er gelangte ebenso wie Bloch[4]) zu dem Resultat, daß die Ionen außerordentlich schwer beweglich sind und sehr langsam rekombinieren, was besonders von Harms auch für die Phosphorionen gezeigt wurde.

Die lange Lebensdauer der Ionen aus der Nähe hochtemperierter Körper findet in ihrer geringen Beweglichkeit und langsamer Rekombinationszeit wohl völlig ihre Erklärung, obgleich die Vermutung naheliegt, daß durch die hohe Temperatur in vielen Gasen nachhaltige (chemische) Veränderungen vor sich gehen, welche

1) W. Giese, Wied. Ann. **17**, 529, 1882.
2) K. v. Wesendonk, diese Zeitschr. **2**, 514, 1901.
3) Mc Clelland, Proc. Cambr. Phil. Soc. **10**, 241.
4) Bloch, Compt. rend. 1905.

ihrerseits eine Ionenbildung zur Folge haben könnten (chemische Radioaktivität); die Bildung gewöhnlicher „ungeladener radioaktiver Substanz" verwirft J. J. Thomson[1]), weil Wattepfropfen und starke elektrische Felder die Leitfähigkeit der Flammengase völlig zerstören.

Trotzdem hatte ich gehofft, durch die ungeheuren im Funken und Lichtbogen umgesetzten Energien, verbunden mit der starken Elektronenemission an der Kathode, an und für sich inaktive Substanzen in einen Zustand künstlicher Radioaktivität zu versetzen, oder äußerst langsame, spontan verlaufende, radioaktive Prozesse entsprechend zu beschleunigen.

Bei Arrhenius fand ich später in seinem neuesten Buch über: Das Werden der Welten, S. 83 u. 84, ähnliche Überlegungen[2]). Bei Verfolgung dieser Frage setzte ich verschiedene Gase starken Funken und Bogenentladungen aus und fand dabei, besonders bei Leuchtgas, einige neue Phänomene, deren Beschreibung jetzt folgen soll.

Kapitel II.

Die von mir benutzte Versuchsanordnung war folgende (Fig. 1): Aus der Gasleitung strömte

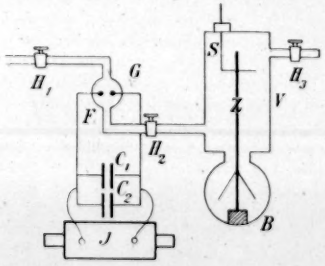


Fig. 1.

Leuchtgas durch den Hahn H_1 weiter durch ein gläsernes Gefäß G, welches die Funkenstrecke F resp. den Lichtbogen enthielt, und im folgenden „Funkenstreckenkammer" genannt wird, durch Gummischläuche nach dem Metallgefäß V — dem „Meßgefäß" und aus diesem durch den Hahn H_3 ins Freie. Die Verbindung zwischen G und V konnte durch einen Hahn H_2 aufgehoben werden. Das Meßgefäß V, von ca. 2400 ccm Inhalt, war auf ein gut abgedichtetes Aluminiumblattelektroskop aufgesetzt; der Zerstreuungskörper Z, welcher vom einzigen Bernsteinisolator B getragen wurde, ragte in das Meßgefäß hinein und bestand aus einem 5 mm starken Kupferdraht. Geladen wurde das Elektroskop durch die Sonde S. Der Funke bei F wurde durch die Entladung von Leidener Flaschen C_1 und C_2 erzeugt, deren Kapazität in maximo ca. 18000 cm betrug[1]). Gespeist wurden diese Flaschen durch ein Boas-Induktorium J, welches sowohl mit Gleichstrom und Turbine als auch mit 50 Per. Wechselstrom betrieben wurde.

Die Lichtbögen wurden bei F mit Gleichstrom (110 Volt) erhalten; ferner konnte ich bei Fortlassung der Kapazitäten, indem ich die Elektroden direkt mit der Sekundärwicklung des Induktors verband und dieses mit Wechselstrom betrieb, in G auch einen kräftigen Hochspannungswechselstrom-Lichtbogen erzeugen.

Die Leitfähigkeit im Meßgefäß ist der Geschwindigkeit proportional gesetzt, die die Blättchen brauchen, um eine gewisse Anzahl von Skalenteilen zu durchlaufen — die Leitfähigkeit ist folglich den angegebenen Zahlen umgekehrt proportional. Die Zahlen bedeuten Sekunden, sind somit nur relative Werte; bei nicht direkt zusammen gehörenden Messungen konnte auch nicht stets genau vom gleichen Skalenteil ab das Zusammenfallen beobachtet werden, was aber wenig zu bedeuten hat, da uns ja hauptsächlich das Abklingen der Leitfähigkeit interessiert, welches wir aus den direkt zusammengehörigen Zahlen der einzelnen Tabellen ersehen können[2]).

Die Eigenleitfähigkeit des nicht zersetzten Gases war außerordentlich gering und ist bei den mitgeteilten Zahlen, die sämtlich keinen Anspruch auf Genauigkeit machen, nicht in Abrechnung gebracht worden. Die Ablesung des Elektroskops geschah mittels Fernrohrs.

Der Versuch selbst ging nun folgendermaßen vor sich:

Sämtliche Gashähne wurden so weit geöffnet, daß das Gas in nicht zu schnellem Strome die Funkenstreckenkammer und das Meßgefäß durchströmte. Nun wurde die Funkenstrecke (resp. der Lichtbogen) in Betrieb gesetzt; das nunmehr veränderte Gas wurde zunächst, während es weiter strömte, im Meßgefäß auf seine Leitfähigkeit hin untersucht, dabei zeigte sich, daß eine negative Ladung außerordentlich schnell zerstreut wurde, in vielen Fällen erfolgte sogar eine positive Aufladung des Elektroskops. Die stark unipolare Leitfähigkeit ist übrigens bei Funkenstrecken- und Lichtbogenionen längst bekannt und von Mc Clelland und anderen beob-

1) J. J. Thomson, Elektrizitätsdurchgang in Gasen. Deutsch von E. Marx, S. 194.

2) Svante Arrhenius, Das Werden der Welten. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., 1908.

1) Die C. Lorenz, A.-G., Berlin, Elisabeth-Ufer 5—6, war so liebenswürdig mir zwei große Leidener Flaschen, wie sie in den Erregerkreisen der drahtlosen Telegraphie Verwendung finden, zur Verfügung zu stellen.

2) Auch bei nicht direkt zusammengehörigen Messungen lagen die zur Messung benutzten Skalenteile meist ziemlich nahe zusammen, so daß wir die Resultate wenigstens der Größenordnung nach wohl miteinander vergleichen können.

achtet worden und konnte auch an den übrigen von mir untersuchten Gasen nachgewiesen werden. Nachdem sich das Meßgefäß genügend mit verändertem Gase gefüllt hatte, wurden sämtliche Hähne geschlossen und der Funke resp. Lichtbogen abgestellt. Wie die Versuche zeigten, besaß das im Meßgefäß abgeschlossene Gasquantum auch nach Abstellung des Funkens immer noch eine bedeutende Leitfähigkeit. Wie sich diese Leitfähigkeit mit der Zeit änderte, zeigen die in bestimmten Intervallen vorgenommenen Messungen in den nachstehenden Tabellen. Unter „Aktivieren" soll im folgenden der Prozeß verstanden werden, das durchströmende Gas einer Funken- oder Bogenentladung auszusetzen. „Aktiviert bis z. B. $4^h 53''$ bedeutet, daß bis zu dieser Zeit das Gas dem Prozeß der Aktivierung unterworfen wurde, von da ab jedoch die Abstellung des Funkens oder Lichtbogens und des Durchströmens erfolgte. Die weiter angeführten Zahlen geben uns dann links die Zeit, in welcher die Messung erfolgte und rechts die Zeit, in welcher eine bestimmte Elektrizitätsmenge im völlig sich selbst überlassenen und im Meßgefäß abgeschlossenen Gase zerstreut wurde.

Die Messungen beziehen sich zunächst durchweg auf Leuchtgas.

Tabelle 1.

Aktiviert bis	$4^h 53'$	
	$4^h 54'$	$\sim 18''$
Messing-elektroden	$4^h 57$	$\sim 2' 18''$
	$5^h 5$	$\sim 11'$

Tabelle 2, wo das Gas während der Aktivierung etwas langsamer strömte, zeigte ein etwas anderes Gesetz der Abklingung.

Tabelle 2.

Aktiviert bis	$7^h 12$	
	$7^h 13$	$\sim 45''$
	$7^h 16$	$\sim 1' 33''$
	$7^h 22$	$\sim 3' 30''$

Die Normalzerstreuung des nicht aktivierten Leuchtgases betrug 10—20 Minuten.

Beim Versuch, in der Funkenstrecke verschiedenes Elektrodenmaterial zu benutzen (bis jetzt hatte ich mit Messing und Blei gearbeitet), zeigte es sich, daß bei Verwendung von Platinelektroden nach Schluß der Aktivierung, also nach Abstellung des Funkens, im Gase eine außerordentlich lang andauernde Leitfähigkeit zurückblieb. Das Verhalten während der Aktivierung war normal. Bei den bis jetzt geschilderten Versuchen wurde das Induktorium mit Turbine betrieben und gab relativ langsame Funkenzahlen; unter welchen Umständen es auch möglich war, mit anderem Elektrodenmaterial dem Platin gleiche Phänomene zu erhalten, ist weiter unten ausgeführt (Kapitel III).

Tabelle 3.

Aktiviert bis	$12^h 5$	
Platin-elektroden	$12^h 7$	$\sim 30''$
	$12^h 10$	$\sim 45''$
	$12^h 24$	$\sim 1' 8''$
	$12^h 31$	$\sim 53''$
	$12^h 34$	$\sim 58''$
	$12^h 42$	$\sim 1' 2''$
	$12^h 44$	$\sim 1' 0''$
	$12^h 47$	$\sim 1' 8''$
	$12^h 51$	$\sim 1' 12''$
	$1^h 19$	$\sim 2' 30''$
	$1^h 34$	$\sim 2' 35''$
	$3^h 45$	$\sim 12' 0''$

Das außerordentlich lange Fortdauern der Leitfähigkeit geht aus dieser Tabelle mit Deutlichkeit hervor, einmal erfolgt sogar wieder ein geringer Anstieg ($12^h 31$).

Auch bei Platinelektroden erfolgte der Abfall nach nicht gleichen Abklingungsgesetzen. Die folgende Tabelle 4 gibt uns ein-ein etwas anderes Verhalten.

Tabelle 4.

Aktiviert bis	$11^h 28$	
Platin-elektroden	$11^h 29$	$\sim 35''$
	$11^h 32$	$\sim 40''$
	$11^h 42$	$\sim 45''$
	$11^h 52$	$\sim 50''$
	$12^h 2$	$\sim 57''$
	$12^h 12$	$\sim 55''$
	$12^h 23$	$\sim 56''$
	$12^h 34$	$\sim 55''$
	$12^h 42$	$\sim 54''$
	$12^h 53$	$\sim 1' 14''$
	$1^h 17$	$\sim 2' 40''$
	$3^h 20$	$\sim 8' 0''$

Einen dritten Typus der Erscheinung repräsentiert uns Tabelle 5.

Tabelle 5.

Aktiviert bis	$4^h 41$	
	$4^h 43$	$\sim 13''$
	$4^h 45$	$\sim 17''$
	$4^h 47$	

fiel das Elektroskop so schnell zusammen, daß eine Messung nicht mehr möglich war, dieser Zustand der Leitfähigkeit wird im folgenden mit „∞" bezeichnet werden.

Um die im Meßgefäß vorhandene Leitfähigkeit zu verringern, wurde aus der Leitung frisches Gas eingelassen und ein entsprechender Teil des durch den Funken veränderten Gases entfernt. Darauf ergab sich:

$4^h 50 \sim 29''$

$5^h 16 \sim 31''$
$5^h 17 \sim \infty$.

Es wurde wieder mit Frischgas nachgespült:

$5^h 27 \sim 57''$
$5^h 28 \sim \infty$;

wieder nachgespült:

$5^h 35 \sim 1'$
$5^h 42 \sim \infty$.

Bei dem letzten geschilderten Versuch war das Frischgas über die Funkenstreckenkammer in das Meßgefäß eingeleitet worden, es lag somit die Möglichkeit vor, daß neue aktive Gasreste durch das Frischgas aus der Funkenstreckenkammer in das Meßgefäß herübergetrieben wurden und deswegen die Konzentration an aktivem Gase nicht wesentlich geändert war.

Bei einer Wiederholung wurde diese Fehlerquelle vermieden und das Frischgas direkt in das Meßgefäß eingeleitet.

Tabelle 6.

Aktiviert bis $7^h 42$;
da Leitfähigkeit $= \infty$, wird nachgespült:

$7^h 50 \sim 26''$
$7^h 53 \sim 22''$
$7^h 54 \sim \infty$.

Es wurde nun so stark nachgespült, daß das Frischgas das aktive Gas fast vollkommen verdrängt haben mußte und von letzterem höchstens Spuren im Meßgefäß zurückgeblieben sein konnten, darauf ergab sich:

$7^h 59 \sim 1' 40''$
$8^h 1 \sim 1' 7''$
$8^h 5 \sim 57''$
$8^h 7 \sim 48''$
$8^h 11 \sim 50''$
$8^h 14 \sim \infty$.

Der Versuch wurde nun in der Weise abgeändert, daß in das Meßgefäß, welches mit Frischgas gefüllt war, etwas aktives Gas zugegeben wurde; dieses war, von der Funkenstrecke kommend, zunächst in einem Glasballon aufgefangen worden. Um $11^h 38$ war der mit aktivem Gase gefüllte Ballon in das Meßgefäß entleert worden.

Tabelle 7.

$11^h 46$

ergab sich darauf in diesem eine Leitfähigkeit von

$3' 6''$
$11^h 54 \sim 1' 58''$
$11^h 59 \sim 1' 19''$
$12^h 4 \sim 1' 16''$
$12^h 8 \sim 1' 2''$
$12^h 11 \sim 1' 1''$
$12^h 16 \sim 47''$
$12^h 18 \sim 52''$
$12^h 21 \sim 56''$
$12^h 23 \sim \infty$.

In beiden Fällen haben wir einen deutlichen Anstieg der Leitfähigkeit mit der Zeit; wir werden im weiteren Verlauf der Arbeit diesem Phänomen noch öfters begegnen und Versuche kennen lernen, die zur Aufklärung desselben wesentlich beitragen.

Um die Charakteristik der Leitfähigkeit, also um den Zusammenhang zwischen angelegter Spannung und dem durch das Gas fließenden Strom besser verfolgen zu können, wurde die bis jetzt benutzte elektroskopische Methode verlassen und eine zur Bestimmung des Sättigungsstromes in Gasen übliche Methode verwendet.

Fig. 2 zeigt uns die Anordnung.

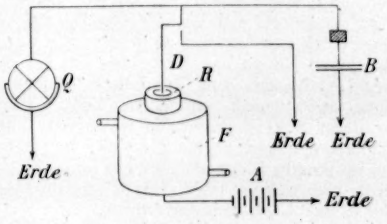


Fig. 2.

F ist eine Metall- oder eine mit Drahtnetz ausgekleidete Glasflasche; an dieselbe wurde der eine Pol der Hochspannungsakkumulatorenbatterie A angelegt; der Draht D (durch Bernstein isoliert und mit geerdetem Zwischenringe R nach Rutherford versehen) konnte mit der Erde oder dem einen Quadrantenpaar des Quadrantenelektrometers Q verbunden werden, welches durch den Bronsonwiderstand B zur Erde abgeleitet war und folglich Ströme maß. Statt des Quadrantenelektrometers wurde auch zur Strommessung ein hochempfindliches Drehspulgalvanometer von Siemens & Halske verwendet, natürlich unter Fortlassung des Bronsonwiderstandes.

Sättigungsstrom konnte ich in keinem Falle erhalten; auch die Methode von Harms, durch Druckverminderung die Beweglichkeit der Ionen zu steigern, führte zu keinem Ziele, hingegen zeigte es sich, daß mit Steigerung des angelegten Potentials (bis 2000 Volt) der Strom auf einen extrem hohen Wert anzusteigen begann, in diesem Punkte dem Ohmschen Gesetze zu gehorchen anfing und bei weiterer Steigerung der Spannung plötzlich auf 0 herabsank.

Dieses merkwürdige Verhalten wurde sofort verständlich, als ich das aktive Gas nicht mehr im Metallgefäß, sondern im durchsichtigen Glasgefäß untersuchte. Das Glasgefäß hatte einen Durchmesser von ca. 13 cm, als eine Elektrode diente wie schon gesagt ein Drahtnetz, die andere bestand aus einem Kupferstab. Das

Drahtnetz wurde mit der Lichtleitung (220 Volt) resp. der Akkumulatorenbatterie verbunden, deren anderer Pol über das Spiegelgalvanometer mit dem Kupferstab in Verbindung stand.

Hielt man nun das mit aktiviertem Gas gefüllte Gefäß gegen das Licht, so konnte man im Gase mit bloßem Auge einen sehr feinen Staub erkennen, der sich regellos hin und her bewegte, beim Anlegen des Feldes jedoch fingen die Staubteilchen an, sich regelmäßig zu bewegen und nahmen eine ausgeprägte Richtung an, wobei sich mehrere Staubteilchen zu größeren Verbänden zusammenschlossen.

Es gelang mir weiter zu beobachten, wie solche Teilchen teils langsam, teils schnell, je nach ihrer Größe, zwischen dem Drahtnetz und dem Kupferstab hin und her oszillierten; die Teilchen hatten dabei stabförmige Gestalt und lagen mit ihrer Achse in Richtung der Kraftlinien. Hier wurde der Elektrizitätstransport (wenigstens teilweise) genau wie beim elektrischen Kugeltanz besorgt, man konnte nämlich deutlich sehen, wie die Teilchen entladen und umgekehrt aufgeladen wieder abgestoßen wurden. Die Verbände wurden nun immer größer, schließlich hörte die Bewegung auf und sie bildeten außerordentlich feine und zahlreiche Brücken zwischen Netz und Kupferstab, die ungefähr das Aussehen von Spinnenfäden hatten. Das Galvanometer zeigte jetzt recht bedeutende Ausschläge, die Stromsteigerung erfolgte gemäß dem Ohmschen Gesetze, bis plötzlich unter weiterer Steigerung des angelegten Potentials (ca. 600—1000 Volt) die Brücken (wahrscheinlich durch Durchbrennen) zerstört wurden. Blies ich nun das Gas heraus, nachdem sich eine solche Brücke gebildet hatte, so blieb in vielen Fällen die Leitfähigkeit erhalten; wegen ihrer außerordentlichen Feinheit war die Brücke gegenüber Luftströmungen recht haltbar. Die Brücken waren manchmal so dünn, daß sie dem bloßen Auge nicht mehr sichtbar waren, es gelang jedoch in den meisten Fällen sie durch einen in das Gefäß getauchten Rührer zu zerstören; manchmal aber schlossen sie sich unter dem Einfluß des Feldes von neuem zusammen. Offenbar können wir die hier beobachtete Brückenbildung mit heranziehen, um die früher geschilderten mit der elektroskopischen Methode beobachteten Anstiege der Leitfähigkeit zu erklären.

Es macht bei der ganzen Erscheinung den Eindruck, als ob der durch das Gas fließende Strom zuerst selbst dazu beitragen würde, den Widerstand im Gase zu verringern. Besonders deutlich wird der schon vorhin erwähnte plötzliche Anstieg des Stromes mit weiterer Steigerung der Spannung durch die folgende Tabelle 8 illustriert. Bei diesem Versuch wurde als Strommesser das mit Bronsonwiderstand versehene Quadrantelektrometer verwendet.

Tabelle 8.

Angelegtes Potential in Volt	Strom in willkürl. Maß	
0	0	$6^h 53$
100	1	
500	∞	bedeutet, daß der Ausschlag über die ganze Skala geht
100	8	
170	28	
180	207	
190	260	
200	∞	
170	22	
0	0	
100	3	
150	8	
160	12	
170	20	
180	36	
190	48	
200	58	später 46
250	68	
300	138	
350	248	
400	∞	
1000	∞	$7^h 30$
1000	10	$7^h 44$

Aus dieser Tabelle fällt uns besonders folgendes auf:

1. Nach einem einmaligen Anlegen von 500 Volt hatte der Strom größere Werte wie vor dem Anlegen der 500 Volt.

2. Mit Steigerung der Spannung wächst der Strom zunächst langsam, um dann bei 180 resp. 300 Volt rapid anzusteigen (von 28 auf 207 resp. von 68 auf 138).

3. Die Stelle des plötzlichen Anstieges des Stromes bei geringer Steigerung der Spannung lag nach den größeren Spannungswerten hin verschoben, wenn man inzwischen mit der Spannung wieder einmal auf 0 heruntergeing. (Knick zuerst bei 180 Volt dann erst bei 300 Volt.)

4. Bei dauerndem Anlegen von 1000 Volt ging der Strom wieder langsam zurück (von ∞ auf 10).

Es scheint somit, wie gesagt, daß der Strom sich im Anfang zwar den Übergangswiderstand erleichtert, vielleicht durch geeignete Zusammenlagerung der Elektrizitätsträger (Brückenbildung), mit der Zeit dieselben aber wieder zerstört (Durchbrennen).

Noch besser wird dieses Verhalten illustriert durch einen Versuch, wo statt des Quadrantelektrometers das Spiegelgalvanometer zur Strommessung verwandt wurde. Durch Anlegen einer Spannung von 300 Volt wurde der Widerstand im mit aktivem Gase gefüllten Gefäß so verringert, daß schon bei 200 Volt der Ausschlag des Galvanometers über die Skala ging und bei

100 Volt ein für die Beobachtung geeigneter Ausschlag erhalten wurde. In der folgenden Tabelle 9 ist dieser Ausschlag als Funktion der Zeit wiedergegeben.

Tabelle 9.

Tag	Zeit	Strom
Montag	$11^h 5$	20
	$11^h 40$	30
	$1^h 15$	31
Dienstag morgen . . .	$9^h 45$	25
	$12^h 5$	23
Mittwoch	$9^h 45$	20
Freitag	—	19

Hier fällt uns das außerordentlich langsame Anwachsen und Wiederabnehmen des Stromes auf; zugleich möchte ich noch bemerken, daß die kommutierten Werte des Stromes gleich groß waren; bei jeder Unterbrechung des Stromes erfolgte jedoch ein plötzlicher Rückgang desselben um ca. 20 Proz., worauf die Anstiegskurve, um diesen Betrag tiefer gerückt, in normaler Weise weiter verlief.

Wie eine zu weitgehende Steigerung der angelegten Spannung die Leitfähigkeit wieder zerstört, zeigt die folgende Tabelle 10 (aufgenommen mit Spiegelgalvanometer).

Tabelle 10.

Spannung in Volt	Strom in willkürl. Maß
100	4
200	12
300	21
400	31
500	44
600	4
500	2

Daß das Anlegen genügend hoch gewählter Spannungen die Leitfähigkeit zu vernichten imstande war, war auch schon früher mit der elektroskopischen Methode festgestellt worden. Zu diesem Zweck wurde das das Gas enthaltende Gefäß vom Elektroskop vorsichtig, die Öffnung nach unten, abgehoben, mit einem neuen isolierten, in dasselbe hereinragenden Draht versehen und eine Zeitlang an eine Spannungsquelle von hohem Potential (1000 Volt) angeschlossen, dann wieder über das Elektroskop gestülpt und in gewohnter Weise untersucht[1]).

Tabelle 11.

Aktiviert bis $10^h 47$
$10^h 50 \sim 3\frac{1}{2}''$;
7 Min. an 1000 Volt angeschlossen:
$11^h 4 \sim 1' 58''$.

Bei einem in der gleichen Weise angestellten Versuche wurde die Leitfähigkeit jedoch verhältnismäßig wenig verringert.

Tabelle 12.

Aktiviert bis $3^h 34$
$3^h 35 \sim 8''$
$3^h 36 \sim 8''$;
5 Min. an 1000 Volt angeschlossen:
$3^h 49 \sim 20''$
$3^h 51 \sim 18''$;
5 Min. an 1000 Volt angeschlossen:
$4^h 2 \sim 39''$.

Wurde aber das Gefäß an ca. 7000 Volt gelegt (Spannung durch Influenzmaschine hergestellt und durch Funkenpotential gemessen), so war der Rückgang in allen Fällen ein bedeutender, z. B.:

Tabelle 13.

Aktiviert bis $10^h 36$
$10^h 39 \sim 7''$;
7 Min. an 7000 Volt gelegt:
$11^h \sim 3' 58''$
$11^h 9 \sim 2' 40''$.

Daß das Anlegen von 1000 Volt sich bei diesen Versuchen nur so wenig bemerkbar machte, hatte wohl seinen Grund darin, daß die Einwirkung der hohen Spannung eine gewisse Zeit brauchte, um die bestehende Leitfähigkeit wieder zu zerstören. Gut wird dies Verhalten veranschaulicht durch einen Versuch, wo als Strommesser das Quadrantelektrometer in Verbindung mit Bronsonwiderstand diente (Tabelle 14).

Tabelle 14.

1000 Volt dauernd angelegt, Leitfähigkeit nach ⟶	4 Min.	$= \infty$
	7 „	$= \infty$
	9 „	$= 39$
	11 „	$= 35$
	13 „	$= 27$
	15 „	$= 20$
	19 „	$= 12$.

Selbst wenn die Leitfähigkeit mit dem Quadrantelektrometer ihrer Kleinheit wegen schwer meßbar geworden war, hatte sie eine für das Elektroskop noch gut meßbare Größe; im folgenden wurde nun wieder die zuerst verwendete elektroskopische Methode benützt, bei welcher die Spannung so niedrig war, daß es gelang, auch Versuche ohne direkte Brückenbildung, welche sich offenbar in einem unmeßbar schnellen (mit „∞" bezeichneten) Zusammenfallen der Elektroskopblättchen äußerte,

1) Durch eine später beschriebene Vorrichtung war bei diesen Versuchen das eigentliche Elektroskopgehäuse vom Meßgefäß getrennt worden und durch eine Art Labyrinthdichtung von letzterem geschieden. Der Bernsteinisolator befand sich somit nicht mehr im aktivierten Gase.

zu erhalten. Die jetzt zu beschreibenden Experimente, durch welche ich ebenfalls zu ergründen suchte, auf welche Weise sich die Leitfähigkeit des aktivierten Gases vernichten ließe, wurden so angestellt, daß das Gas gleich nach seiner Aktivierung, von der arbeitenden Funkenstrecke kommend, mit Watte gefüllte Röhren oder starke elektrische Felder auf seinem Wege zum Meßgefäß passieren mußte. Nach Abstellung des Funkens und des Durchströmens wurde das im Meßgefäß eingeschlossene Gas in gewöhnlicher Weise auf seine Leitfähigkeit hin untersucht.

Es wurden folgende Resultate erhalten:

1. Das Gas passierte mit großer Strömungsgeschwindigkeit einen ziemlich langen und festgestopften Wattepfropfen, dann ergab sich nach der Aktivierung:

Tabelle 15.

$10^h 22 \sim {}' 58''$
$10^h 32 \sim 1' 13''$
$10^h 46 \sim 1' 38''$.

Das Gas hatte entschieden noch einen großen Teil seiner Leitfähigkeit bewahrt, wenn auch die Leitfähigkeit beträchtlich geringer geworden war, gegenüber Versuchen ohne Watte, die bei der hier benutzten Aktivierungsdauer von 10 Min. bestimmt Werte „∞" ergeben hätten.

2. Der Wattepfropfen wurde vergrößert, indem zwei sehr stark gestopfte Röhren verwendet wurden; jetzt ergab sich bei einem dem ersten analogen Versuch [1]) nur eine Leitfähigkeit von $\sim 4\frac{1}{2}$ Min. Hier ist die Leitfähigkeit fast vollständig dem Gase entzogen worden.

3. Die Röhren wurden mit Glaswolle gefüllt, welche mit Glyzerin und Alkohol angefeuchtet war, nachher erhielt ich:

Tabelle 16.

Aktiviert bis $12^h 4$
$12^h 6 \sim 11''$
$12^h 7 \sim 5''$.

Die Struktur der Glaswolle war eine wesentlich gröbere wie die der gewöhnlichen Watte, demzufolge blieb wohl auch dem Gase ein großer Teil seiner Leitfähigkeit erhalten.

4. Das Gas mußte einen 43 cm langen Ringkondensator passieren. Derselbe bestand aus zwei konzentrischen Messingröhren von 2,32 und 3 cm äußerem Durchmesser; bei einer Wandstärke des äußeren Rohres von 1 mm betrug der Abstand der Belegungen 2,4 mm; die beiden Belegungen wurden mit einer Spannungsquelle von 220 Volt verbunden. Ließ ich das Gas schnell durch diesen Kondensator strömen, bekam ich eine Leitfähigkeit $\sim 8''$, bei langsamer Strömungsgeschwindigkeit jedoch nur eine solche $\sim 5' 48''$.

Vielleicht läßt sich die Methode mit dem Kondensator und den verschiedenen Strömungsgeschwindigkeiten dazu benützen, um nach Zeleny die Beweglichkeit der hier vorhandenen Elektrizitätsträger zu bestimmen.

Wurde das Gas in einem großen gläsernen Ballon mit und ohne zwischengeschaltetes elektrisches Feld aufgefangen, so zeigte es sich, daß der Staub mit eingeschaltetem Feld etwas geringer geworden war.

Die Watteröhren entfernten aus dem Gase einen großen Teil, die Glaswolle jedoch nur einen verhältnismäßig geringen Teil des sichtbaren Staubes.

Um die Absetzung des Staubes zu erleichtern, wurde das Gas nun nicht mehr direkt in das Meßgefäß hereingelassen, sondern dasselbe in einer großen gläsernen Glocke über Wasser aufgefangen, in ihr eine Zeitlang aufbewahrt, dann erst in das Meßgefäß umgefüllt und auf seine Leitfähigkeit untersucht.

$4^h 50$ wurde das Gas in die Glocke eingefüllt, $6^h 5$ wurde es ins Meßgefäß umgefüllt und ergab immer noch eine Leitfähigkeit von $18''$.

Mittwoch abend wurde aktiviertes Gas unter dem Glasballon aufgefangen, die Nacht über in demselben aufbewahrt und gelangte Donnerstag morgen zur Untersuchung.

Tabelle 17.

$9^h 34 \sim 4,' 34''$
$9^h 50 \sim 3,' 60''$
$10^h 45 \sim 3\ ' 24''$.

Um den Staub noch besser niederzuschlagen und auch um durch die Funkenstrecke selbst gebildete, außerordentlich langsam rekombinierende Ionen zu neutralisieren, wurde in die Glocke ein isolierter Draht eingeführt; zwischen diesem Draht und dem Wasser erzeugte ich ein Potentialgefälle von 220 Volt.

Von $12^h 23$ bis $1^h 10$ stand das Gas unter der Glocke, umgefüllt ergab es:

Tabelle 18.

$1^h 15 \sim {}'' 35''$
$1^h 20 \sim {}' 44''$
$7^h \sim 2' 5''$
$7^h 5 \sim 3' 30''$.

Bei den letzten angeführten Versuchen hatte ich noch folgende merkwürdige Beobachtung gemacht; durch lang andauerndes Arbeiten mit dem Meßgefäß hatte sich die Innenwandung desselben mit einer rußähnlichen Masse, der Zerstreuungskörper aber mit feinen grauen Fädchen,

1) Leider ließ sich bei den Versuchen mit den Wattepfropfen die Strömungsgeschwindigkeit nicht konstant halten, was aber bei den langen hier benutzten Aktivierungsdauern wohl nur wenig ausmachen konnte.

die wie die Haare einer Lampenbürste angeordnet waren, bedeckt.

Spült man nun den Apparat in einem solchen Zustande mit inaktivem Gase aus, so geht die Leitfähigkeit zunächst sehr stark zurück, steigt aber merkwürdigerweise nachher wieder an, eine Bestätigung der schon früher geschilderten Versuche. Gleich nach der Aktivierung erhielt ich eine Leitfähigkeit $\sim 3''$, nun wurde mit Frischgas durchgespült, wodurch die Leitfähigkeit auf 18 Min. ($1^h 7'$) fiel; von dieser Zeit an stand der Apparat ungeladen sich selbst überlassen; eine $3^h 18$ ausgeführte Messung ergab jedoch die Leitfähigkeit $\sim 1' 45''$, sie war also inzwischen bedeutend gestiegen.

Beim Versuch, den Bernstein der Isolation abzuwischen — der Apparat wurde zu diesem Zwecke vorsichtig unten aufgeschraubt — kam offenbar Luft in denselben, und ging die Leitfähigkeit wieder auf $10' 38''$ zurück.

Über Kontrollversuche, welche angestellt wurden, um festzustellen, ob der Effekt einer erhöhten, lange Zeit fortbestehenden Leitfähigkeit im Gase am Ende nicht nur durch Verschlechterung der Isolation vorgetäuscht werden konnte, siehe weiter unten!

Der Apparat stand nun weiter sich selbst überlassen von $3^h 45$ bis $7^h 10$, darauf ergaben sich folgende stark erhöhte Leitfähigkeiten:

Tabelle 19.

$7^h 10 \sim 35''$
$7^h 15 \sim 45''$
$7^h 20 \sim 45''$.

Das Elektroskop wurde nun in allen seinen Verschraubungen gedreht, wodurch etwaige Brücken abbrechen mußten, trotzdem ergab sich weiter eine Leitfähigkeit $\sim 45''$; nun wurde auch der Bernstein vorsichtig abgewischt, wodurch die Leitfähigkeit jedoch keineswegs zurückging, sondern sich auf der Höhe von 30" und 46" hielt.

Um zu untersuchen, ob der Apparat in völlig reinem Zustande auch dieselbe Erscheinung aufwies, wurde er soweit möglich gründlich abgeschmirgelt und mit nicht aktiviertem, direkt der Leitung entnommenem Gase um 4^h gefüllt. Es ergaben sich folgende Leitfähigkeiten:

Tabelle 20.

$4^h 20 \sim 13'$ Skt. 11—10;

von $4^h 40$ bis $4^h 55$ stand der Apparat ohne angelegtes Feld, neu geladen ergab er dann:

$6^h \sim 15'$ Skt. 12—11
$8^h 10 \sim 10$ „ 12—11;

weiter stand er ungeladen bis zum andern Morgen und zeigte dann eine Leitfähigkeit $\sim 3' 45''$ für Skt. 12—11, (dabei wurde Skt. 12—11,5 in 1′ durchlaufen und der Rest 11,5—11 in $2' 45''$) und gleich anschließend daran (für Skt. 11—10) nur 8′. Wie wir sehen, zeigte auch das Frischgas, zwar in sehr viel geringerem Maße, das gleiche Phänomen des Anstieges der Leitfähigkeit; dieselbe klang aber sehr viel schneller wieder ab. Solche große Leitfähigkeiten sind momentan nach Anlegen des Feldes in abgeschlossenen Gasvolumen schon früher beobachtet worden, doch waren die Elektrizitätsmengen, die im aktiviert gewesenen Gase nach längerem selbstüberlassenen Stehen entladen wurden, bedeutend größer.

Der nächste angeführte Versuch bestätigte wieder die für aktiviertes Gas gefundene Erscheinung. Der Apparat wurde mit aktiviertem Gase gefüllt, welches eine Stunde lang über Wasser bei einem angelegten Feld von 220 Volt aufbewahrt worden war. In den Untersuchungsapparat umgefüllt, hatte das Gas die folgenden Leitfähigkeiten:

Tabelle 21.

$6^h 13 \sim 42''$
$6^h 20 \sim 53''$
$6^h 41 \sim 2' 11''$
$7^h 25 \sim 7' 8''$
} Skt. 12—11.

Bis zum andern Morgen $9^h 25$ wurde kein Potential angelegt; die dann vorgenommenen Messungen ergaben folgende Resultate:

24" Skt. 13—12
26" „ 12—11
50" „ 11—10
1′ „ 10— 9.

Das Elektroskop wurde nun neu aufgeladen und zeigte gleich darauf folgende Leitfähigkeiten:

$1' 13''$ Skt. 13—12
$2' 5''$ „ 12—11
$2' 43''$ „ 11—10.

Es wurde wieder neu aufgeladen:

$4' 17''$ Skt. 12—11.

Das Gas stand nun von $9^h 38'$ vormittags bis $5^h 45'$ nachmittags ohne angelegtes Feld und zeigte $5^h 45'$ folgende Leitfähigkeiten:

39" Skt. 12—11
1′ „ 11—10.

Das Elektroskop wurde wieder neu aufgeladen.

$5^h 45$ $1' 13''$ Skt. 12—11
$5^h 50$ $1' 44''$ „ 11—10.

Nach einer bis $6^h 28$ dauernden Ladung erhielten wir:

$6^h 28$ $6' 36''$ Skt. 12—11.

Bis jetzt wurden die Messungen am Sonnabend ausgeführt, bis Montag stand das Gas ohne angelegtes Feld und ergab dann an diesem Tage:

$10^h 37$ $1' 10'$ Skt. 12—11
$1' 35''$ „ 10—11.

Bis $11^h 22$ stand das Elektroskop unter Ladung.

$11^h 22$ $3' 26''$ Skt. 12—11.

Es wurde nun dauernd ein Feld angelegt, um festzustellen, welchem Grenzwerte die Leitfähigkeit zustrebte; unter der Annahme, daß im Gase fortgesetzt Ionen gebildet oder frei gemacht würden, mußte dieser Grenzwert natürlich höher liegen wie die Normalleitfähigkeit des nicht aktivierten Gases. Von 11^h22 bis 1^h12 wurde fortdauernd ein Feld angelegt, es zeigte sich dann eine Leitfähigkeit $\sim 3' 45''$ für Skt. 12—11.

1^h23 wurde der Bernstein vorsichtig mit einem Pinsel abgewischt, um etwaigen Staub von ihm zu entfernen, dabei stand das Elektroskop eine Zeitlang ungeladen; darauf erhielt ich:

1^h23 $1' 54''$ Skt. 12—11.

Der Bernstein wurde in der Weise abgewischt, daß das Elektroskop bei B losgeschraubt wurde; sodann ließ sich der ganze obere Teil,

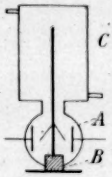


Fig. 3.

bestehend aus dem Elektroskopgehäuse A und dem Gasbehälter C, in die Höhe schieben und der Bernstein mit einem Pinsel abstauben.

Nach Ausspülen mit Frischgas ergab der Apparat eine Leitfähigkeit $\sim 5'$, Skt. 12—11 in nicht abgeschmirgeltem Zustande.

Zur leichteren Übersicht mögen die letzten gewonnenen Resultate schon hier kurz zusammengefaßt werden:

1. Auch über Wasser aufbewahrtes und beim Durchsehen staubfreies aktiviertes Leuchtgas besitzt eine erhöhte Leitfähigkeit, die in einer gewissen Zeit abklingt.

2. Überläßt man solches Gas ohne ein Potential anzulegen sich selbst, so steigt seine Leitfähigkeit wieder an, wodurch ein Transport beträchtlicher Elektrizitätsmengen ermöglicht wird.

3. Durch ein längeres Anlegen eines Potentials nimmt die Leitfähigkeit bis zu einem gewissen Grenzwerte wieder ab, der aber über der Normalleitfähigkeit liegt.

4. Nicht aktiviertes gewöhnliches Leuchtgas zeigt in dem (teilweise geschmirgelten) Untersuchungsgefäß nach längerem Stehen ohne Potential, nach Anlegen desselben im ersten Moment ebenfalls eine schon von andern beobachtete gesteigerte Leitfähigkeit, die aber weit geringer ist wie beim aktivierten Gase.

5. Besonders erleichtert scheint der Anstieg der Leitfähigkeit zu werden durch Produkte, die sich vom aktivierten Gase an den Wänden des Untersuchungsgefäßes absetzen.

Daß die erhöhte Leitfähigkeit des aktivierten Gases nicht nur auf Verschlechterung der Isolation zurückgeführt werden konnte, wurde außer dem Abstauben des Bernsteins dadurch gezeigt, daß das Elektroskop vom eigentlichen Untersuchungsgefäß getrennt wurde, in der Art wie uns Fig. 4 zeigt.

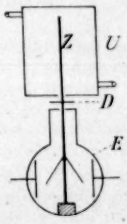


Fig. 4.

Das Untersuchungsgefäß U hatte unten eine Öffnung und ließ sich über den Zerstreuungskörper Z stülpen. Das Diaphragma und die Scheibe bei D verhinderten, daß das aktivierte Gas in den eigentlichen Elektroskopbehälter E gelangen konnte. Füllte man nun U, die Öffnung nach unten haltend, mit aktiviertem Leuchtgas und stülpte es über das vorher geladene Elektroskop, so entlud sich dieses sehr rasch, während bei Füllung mit gewöhnlichem, nicht aktiviertem Gase nur ein kleiner konstanter Rückgang der angezeigten Spannung, durch Kapazitätsvergrößerung verursacht, erfolgte.

Kapitel III.

Nachdem wir einige Eigenschaften des künstlich aktivierten Leuchtgases kennen gelernt haben, wollen wir in diesem Kapitel etwas näher die Umstände betrachten, unter denen es gelingt, Gase in diesen Zustand lange fortdauernder Leitfähigkeit zu versetzen.

Hier sind zunächst zwei Fragen zu beantworten:

1. Unter welchen Bedingungen der Aktivierung zeigt Leuchtgas die geschilderten Erscheinungen?

2. Lassen sich auch andere Gase aktivieren?

Leider war es mir bis jetzt aus Zeitmangel nicht möglich, diese beiden Fragen genügend genau zu beantworten und haben die in dieser Richtung gemachten Vorversuche lediglich orientierenden Charakter und könnten weitere sorgfältigere Messungen die hier gewonnenen Resultate z. T. wieder verändern. Es wurde nun versucht, Leuchtgas auf die folgenden verschiedenen Arten zu aktivieren:

A. durch Oszillatorfunken, bei langsamer Funkenzahl, unter Verwendung von *Cu-*, *Pt-*, *Al-*, *Zn-*, Kohle-, Messing-, *Ni-*, *Fe*-Elektroden (Induktor mit Gleichstrom und Turbine betrieben; ca. 4000—18000 cm Kap. im Oszillatorkreis);

B. durch Oszillatorfunken, bei hoher Funkenzahl, unter Verwendung von *Cu-*, *Pt*-Elektroden (Induktor mit 50 Per Wechselstrom betrieben);

C. durch Gleichstromlichtbogen unter Verwendung von *Cu-*, *Pt*, Kohle-Elektroden (220 Volt);

D. durch Hochspannungswechselstromlichtbogen unter Verwendung von *Cu-*, *Pt-*, *Zn-*, Kohle-Elektroden (erzeugt dadurch, daß die zur Funkenstrecke parallel geschalteten Kondensatoren weggelassen wurden und die Elektroden direkt an das mit 50 Per Wechselstrom betriebene Induktorium angeschlossen wurden);

E. durch einen glühenden Platindraht.

Es gelang mir nun in der Anordnung A nur bei Platin und in sehr viel schwächerem Maße bei Eisen und Nickel, das Leuchtgas in einen Zustand lange andauernder Leitfähigkeit nach Abstellung der Funkenstrecke zu versetzen; die übrigen Metalle ergaben auch Erhöhungen der Leitfähigkeit, die aber sehr schnell wieder abklang. Zum Beispiel:

Tabelle 22.

Aluminium (Kugelelektroden).

Aktiviert bis $3^h 17$
$3^h 19 \sim 1' 13''$
$3^h 26 \sim 5' 4''$
$3^h 45 \sim 14' 0''$.

Tabelle 23.

Eisen (abgerundete Spitzen als Elektroden; bei ca. 18000 cm Kap.).

Aktiviert bis $11^h 50$
$11^h 51 \sim 8''$
$11^h 53 \sim 10''$
$11^h 56 \sim 14''$
$12^h \sim 42''$
$12^h 7 \sim 32''$
$12^h 16 \sim 29''$.

Tabelle 24.

Nickel (unter denselben Bedingungen wie Eisen).

Aktiviert bis $6^h 28$
$6^h 29 \sim 18''$
$6^h 32 \sim 22''$
$6^h 35 \sim 15''$
$6^h 42 \sim 18''$
$6^h 50 \sim 1' 30''$
$6^h 54 \sim 1' 20''$
$7^h \sim 50''$
$7^h 2 \sim 1' 15''$.

Tabelle 25.

Kupfer (unter denselben Bedingungen wie Eisen und Nickel).

Aktiviert bis $12^h 39$
$12^h 39\frac{1}{2} \sim 9''$
$12^h 40 \sim 13''$
$12^h 41 \sim 27''$
$12^h 44 \sim 57''$
$12^h 55 \sim 2' 47''$
$1^h 10 \sim 5' 30''$.

Daß die Kapazität des Oszillatorkreises und die Art der Elektrodenform hier eine gewisse Rolle zu spielen scheint, geht daraus hervor, daß Kupfer bei Tabelle 1 und 2 sehr viel schnellere Abklingung der Leitfähigkeit zeigt wie bei Tabelle 25.

Bei der häufigen Funkenzahl der Anordnung B erhalten wir auch bei Kupfer (Kugelelektroden) eine bedeutende Leitfähigkeit, die sich sehr lange erhält.

Tabelle 26.

Kupfer (Kugelelektroden ca. 18000 cm Kap.).

Aktiviert bis $4^h 25$
$4^h 27 \sim 30''$
$4^h 45 \sim 31''$
$5^h 3 \sim 34''$
$5^h 43 \sim 49''$
$6^h 37 \sim 1' 10''$
$8^h 10 \sim 1' 16''$.

Bei dem Versuche C erzeugte ich in der Funkenkammer einen Gleichstromlichtbogen (220 Volt Betriebsspannung und ca. 5 Amp.) Unter Verwendung von Platinelektroden war der Effekt wieder außerordentlich stark, erhielt sich stundenlang und erreichte öfters den Wert „∞".

Kupfer gab dagegen sehr schnell abklingende Werte, ebenso Kohle; da der Lichtbogen zwischen Metallelektroden bei der niedrigen Betriebsspannung sehr unregelmäßig brannte, so sind die Resultate dieser Messung ziemlich unsicher. (Beobachtet mit dem Elektroskop.)

Bei dem Hochspannungswechselstromlichtbogen der Anordnung D wurde das Leuchtgas bei allen angeführten Elektroden in den Zustand der erhöhten lange andauernden Leitfähigkeit versetzt, sogar die sonst unwirksame Kohle erwies sich hier als wirksam. Obgleich sie einen starken Rauch im Gase hinterließ, stand sie doch Platin, Zink und Kupfer nach.

Benutzte ich Zink in der Funkenstrecke unter Anwendung von Kondensatoren, so ließ sich, trotzdem das Gas einen dicken weißen Staub enthielt, spiegelgalvanometrisch keine Leitfähigkeit nachweisen, während wenn es im Hochspannungslichtbogen verwandt wurde, sich eine starke Leitfähigkeit ergab, bei verhältnismäßig viel geringerem Staube.

Ohne Anwendung der Kapazitäten war der

Lichtbogen fast kontinuierlich, ließ sich lang ausziehen und brannte bei der hohen Spannung sehr ruhig. Die bei D erzeugten Leitfähigkeiten waren so groß, daß sie mit dem Spiegelgalvanometer in der bereits beschriebenen Anordnung nachgewiesen werden konnten.

Schließlich wurde Leuchtgas — Anordnung E — über einen weißglühenden Platindraht in das Untersuchungsgefäß (elektroskopische Methode) gesogen, in demselben abgesperrt und auf seine Leitfähigkeit untersucht.

Die Leitfähigkeit nahm sehr schnell ab, wie die folgenden Zahlen zeigen: $12^h 39$ wurde die Aktivierung beendet, bei der $12^h 41$ vorgenommenen Messung durchlief das Blättchen die erste Hälfte des Skalenteils in 45″, die zweite jedoch erst in 2′ 15″.

Weiter untersuchte ich noch die Verbrennungsgase eines Bunsenbrenners auf ihre Leitfähigkeit, indem ich sie mit einem Trichter auffing und durch eine Wasserstrahlpumpe in das Untersuchungsgefäß herübersog; nachdem sie dort abgeschlossen, wurde ihre Leitfähigkeit gemessen.

Während des Brennens und Durchströmens ergab sich eine Leitfähigkeit ∼ 12″; $6^h 11$ wurde der Brenner und das Durchströmen abgestellt, darauf erhielt ich $6^h 12$, 60″ und $6^h 18$, 2′ 42″. In derselben Weise untersuchte ich auch die Verbrennungsgase einer Knallgasflamme, in welcher ich ein Stückchen Platin auf Kohle erhitzte, auf das Abklingen ihrer Leitfähigkeit; während die Flamme brannte und gesogen wurde, betrug dieselbe 6″, nach dem Abstellen $4^h 10$ fiel sie $4^h 13$ auf 42″ und $4^h 20$ auf 3′ 32″. Zu diesem Versuch ist zu bemerken, daß die Isolation des Elektroskops durch die Feuchtigkeit der sich kondensierenden Verbrennungsgase gelitten haben mußte, denn in gewöhnlicher Luft ergab sich nachher eine Leitfähigkeit ∼ 3′ 22″.

Ich schritt nun zur Beantwortung der zweiten Frage, ob sich außer Leuchtgas auch noch andere Gase aktivieren ließen. Zu diesem Zwecke wurde einer Bombe entnommener Wasserstoff einem kräftigen Funkenstrome zwischen Platinelektroden ausgesetzt. Die während der Aktivirung sehr starke Leitfähigkeit war 4 Min. nach Abstellen der Funkenstrecke nicht mehr nachweisbar; wahrscheinlich war sie schon viel früher abgeklungen, aber gelang es mir leider nicht schneller zu beobachten.

Ließ ich jedoch den Wasserstoff, um ihn zu karburieren, vorher durch Benzol hindurchperlen, so konnte ich eine zurückbleibende Leitfähigkeit nachweisen wie die folgende Tabelle Nr. 27 zeigt:

Tabelle 27.

Aktiviert bis	$12^h 41$
	$12^h 43 \sim$ 53″
	$12^h 47 \sim$ 1′ 35″
	$12^h 52 \sim$ 2′ 38″
	$12^h 58 \sim$ 3′ 0″
	$1^h 14 \sim$ 3′ 45″
	$1^h 27 \sim$ 4′ 45″
	$3^h 32 \sim$ 8′ 0″.

Ließ ich den Wasserstoff durch Aceton hindurchstreichen, so erhielt ich folgendes Abklingen:

Tabelle 28.

Aktiviert bis	$11^h 31$
	$11^h 33 \sim$ 25″
	$11^h 36 \sim$ 1′ 15″
	$11^h 58 \sim$ 5′ 45″.

Das Verhalten von Kohlensäure zwischen Platinelektroden aktiviert, zeigt die nächste Tabelle Nr. 29.

Tabelle 29.

Aktiviert bis	$4^h 34$
	$4^h 35 \sim$ 18″
	$4^h 38 \sim$ 58″
	$4^h 45 \sim$ 2′ 25″
	$5^h 2 \sim$ 6′ 30″.

Luft in derselben Weise behandelt ergab:

Tabelle 30.

Aktiviert bis	$5^h 11$
	$5^h 12 \sim$ 20″
	$5^h 15 \sim$ 50″
	$5^h 19 \sim$ 1′ 43″
	$5^h 33 \sim$ 4′ 30″
	$5^h 57 \sim$ 6′ 15″.

Ähnlich verhielt sich einer Bombe entnommener Sauerstoff:

Tabelle 31.

Aktiviert bis	$10^h 3$
	$10^h 5 \sim$ 23″
	$10^h 10 \sim$ 58″
	$10^h 30 \sim$ 4′ 36″
	$10^h 51 \sim$ 8′ 20″.

Nur Acetylen zeigte sich dem Leuchtgas äquivalent, bei demselben erhielt ich eine so große Leitfähigkeit, daß ich sie mit der Anordnung Fig. 2 mittels Spiegelgalvanometer nachweisen konnte.

Obgleich bei diesen zur Klärung der zweiten Frage angestellten Versuchen das „ceteris paribus" nicht genügend erfüllt war, so kann man aus ihnen vielleicht doch folgendes schließen:

Das Phänomen, daß Leuchtgas sich in einen Zustand langandauernder Leitfähigkeit versetzen läßt, scheint an einem Ionentransport während der Aktivierung durch dasselbe, wie wir ihn im Funken oder Lichtbogen haben, geknüpft zu

sein, da ein glühender Platindraht keinen Effekt ergab, wo dieser Ionentransport ja auch nicht stattfindet. Weiter scheint erforderlich, daß dieser Ionentransport in Begleitung einer extrem hohen Temperatur vor sich geht, was im Lichtbogen und Funken der Fall ist; auch müssen wir für das Zustandekommen einer kräftigen Aktivierung als günstig annehmen, daß die hohe Temperatur eine gewisse Zeitlang anhält, weil wir sahen, daß kontinuierliche Entladungen wie der Hochspannungslichtbogen das Phänomen besonders gut zeigen, und zwar bei allen untersuchten Materialien, während bei geringer Funkenzahl (Turbinenunterbrecher) nur Platin und in geringerem Maße Eisen und Nickel wirksam sind.

Daß Platinelektroden bei schwachen und seltenen Funken den Effekt so stark zeigen, findet vielleicht in einer Beobachtung W. Feddersens[1]) seine Begründung; er kommt nämlich auf Grund seiner photographischen Aufnahmen des oszillatorischen Funkens zu dem Schluß: „Die Länge der Zeit, während welcher die einmal ins Glühen gebrachten Teilchen ihre Temperatur erhielten, zeigte sich nach Art des Metalles sehr verschieden." Weiter findet er: „Waren die fortgeschleuderten Teilchen Platin, so schien im Vergleich mit den anderen von mir versuchten Metallen die Lichtwirkung am längsten zu dauern, so daß eine Unterscheidung der Querabteilungen in dem mittleren Teile des Funkenbandes kaum möglich war." Auch folgender Satz aus der Feddersenschen Abhandlung ist hier von Interesse: „Die Dauer des Leuchtens der einmal ins Glühen versetzten Teile war im übrigen allerdings von der Intensität abhängig, sowie von dem Grade der Anhäufung materieller Teile in der Funkenstrecke, allein der Einfluß der metallischen Natur ließ sich durchaus nicht verkennen."

Die Zeit, während welcher die Platinteile innerhalb einer Periode glühend bleiben, scheint somit schon zu genügen, um die notwendige Umwandlung im Gase zu bewirken, während bei den übrigen untersuchten Metallen entweder kontinuierliche Entladungen — Hochspannungslichtbogen — oder Kondensatorentladungen bei Wechselstromerregung, bei denen ja auch vorübergehend Lichtbogenbildung auftreten kann, zum gleichen Zwecke erforderlich sind.

Da von den untersuchten Gasen — ihre Zahl ist allerdings eine viel zu geringe — Leuchtgas, Acetylen, reiner Wasserstoff, karburierter Wasserstoff, Kohlensäure, Luft und Sauerstoff, nur die beiden ersten den Effekt in besonderem Maße zeigen, so ist voraussichtlich die Vermutung erlaubt, daß er an die Existenz von Kohlenwasserstoffen gebunden ist. Daß die Karburierung von Wasserstoff nicht ein besseres Resultat ergab, könnte in der Unvollständigkeit derselben ihre Begründung finden.

Jedenfalls geht in den wirksamen Gasen eine chemische Zersetzung besonderer Art vor sich; daß chemische Veränderungen stattfinden, erkennt man, abgesehen vom sich ausscheidenden Staube, am eigentümlichen Geruch des Gases nach Passieren des Funkens oder Lichtbogens, doch sind weder Staub noch Geruch ein einwandfreies Kriterium für das Vorhandensein einer erhöhten langandauernden Leitfähigkeit. Hingegen scheint, falls das Gas diese Eigenschaft angenommen hat, der in demselben befindliche Staub eine besondere Struktur zu besitzen.

Ich ließ nämlich einem Funkenstrom oder Lichtbogen ausgesetzt gewesenes Leuchtgas auf eine mit Glyzerin bestrichene Glasplatte strömen. Der Staub schlug sich nun auf dem Glyzerin nieder und ließ sich gut mikroskopisch untersuchen. In allen Fällen, in denen das Leuchtgas durch besondere Art der Aktivierung stark leitfähig geworden und geblieben war, erwies sich die Struktur des Staubes als eine äußerst feine; derselbe bestand aus gröberen dunklen Teilen und fast durchsichtigen hellbraunen Partikelchen. Im Falle des Hochspannungslichtbogens zwischen Kupferelektroden zeigten sich die Teilchen mehr nadelförmig. Um zu sehen, ob im Staube gewisse Veränderungen vor sich gingen, wenn er frei beweglich war, schloß ich aktiviertes Leuchtgas zwischen einer Glasplatte und einem Deckgläschen unter Anwendung eines Wachsringes ein. Nun zeigte es sich, daß die Nadeln allmählich ihre Gestalt veränderten und wuchsen, allerdings gelingt es bei dieser Methode wohl nur die Veränderungen zu beobachten, die die Teilchen unmittelbar an der Glaswand durchmachen.

Zum Schluß dieses Kapitels möchte ich noch kurz einige Experimente berühren, die ich anstellte, um den schon im Kapitel II erwähnten unipolaren Charakter der Leitfähigkeit näher zu studieren. Während die Funkenstrecke arbeitete, wurde eine negative Ladung stets sehr viel schneller zerstreut wie eine positive. Auch fand ich häufig meine Beobachtung bestätigt, daß das negativ geladene Elektroskop sich vollständig entlud und dann eine positive Ladung annahm. Diese Erscheinung zeigte sich auch bei den Gasen, welche nach der Aktivierung keine längere Leitfähigkeit behielten wie Luft, Sauerstoff usw.

Im Leuchtgase wurde auch nach Abstellen des Funkens eine negative Ladung meist schneller neutralisiert wie eine positive, da jedoch die in einem Zeitmoment gemessene Leitfähigkeit außerordentlich abhängig war von der Größe und Richtung des angelegten Potentials in den Zeitmomenten vor der Messung, so kann ich bis jetzt leider keine sicheren Daten angeben

1) W. Feddersen, Ostwalds Klassiker No. 166, S. 87.

über das Verhältnis der positiven zur negativen Zerstreuung als Funktion der Zeit.

Kapitel IV. Zusammenfassung und Schluß.

In diesem Kapitel wollen wir die hauptsächlichsten Resultate dieser Untersuchung kurz zusammenfassen und versuchen, für die gefundenen Phänomene einige Erklärungsmöglichkeiten zu geben.

1. Es wurden die Gase: Leuchtgas, Acetylen, Wasserstoff, karburierter Wasserstoff, Luft, Kohlensäure und Sauerstoff kurze Zeit Entladungsfunken von Kondensatoren, resp. Gleichstrom- und Hochspannungswechselstromlichtbogen unter Verwendung von *Cu*, *Pt*, *Al*, *Zn*, *Fe*, *Ni* Messing- und Kohleelektroden ausgesetzt und die Leitfähigkeit des Gases sowohl während der Funke oder Lichtbogen in Tätigkeit war als auch nach Abstellung derselben gemessen.

2. Es zeigte sich dabei, daß die große Leitfähigkeit, die beim Arbeiten des Funkens oder Lichtbogens vorhanden war, bei Leuchtgas und Acetylen stundenlang nach Abstellen des Funkens oder Lichtbogens fast vollständig oder teilweise erhalten blieb, während sie bei den anderen angeführten Gasen in bekannter Weise bald wieder verschwand.

3. Das Phänomen einer zurückbleibenden langandauernden Leitfähigkeit war bei Leuchtgas (Acetylen wurde nicht näher untersucht) in hohem Maße vom Material der Elektroden und Art der Entladungsform abhängig.

4. Die im Leuchtgas zurückbleibende Leitfähigkeit wurde nach zwei verschiedenen Methoden näher studiert und zeigte dabei folgende Besonderheiten:

a) Die sehr hohe Leitfähigkeit klang manchmal im Verlauf mehrerer Stunden langsam auf ihren Normalwert wieder ab.

b) Die Leitfähigkeit wuchs unter Umständen von niedrigen Werten auf höhere an, dabei war in keinem Fall ein Sättigungsstrom im Gase vorhanden, vielmehr war die Leitfähigkeit stark von der angelegten Spannung abhängig und stieg bei allmählicher Steigerung derselben oft rapide an; eine zu weitgehende Steigerung des angelegten Potentials oder ein zu lang andauerndes Anlegen desselben konnte dabei wieder einen starken Rückgang der Leitfähigkeit zur Folge haben.

5. Ließ ich das von der Funkenstrecke oder dem Lichtbogen kommende Gas vor seiner Untersuchung durch mit Watte gefüllte Röhren oder starke elektrische Felder strömen, so wurde die Leitfähigkeit fast gar nicht, teilweise oder ganz, je nach der Strömungsgeschwindigkeit des Gases, vernichtet.

6. Im künstlich durch Funken oder Lichtbogen leitfähig gemachten Gase konnte man mit bloßem Auge einen sehr feinen Staub von ganz besonderer Struktur erkennen, welcher beim Anlegen des elektrischen Feldes sich regelmäßig zu bewegen anfing und sich allmählich zu langen dünnen Fäden zusammenschloß; eine Zerstörung der Fäden, sowohl mechanisch als auch durch Durchbrennen durch den Strom selbst, bewirkte einen teilweisen Rückgang der Leitfähigkeit.

7. Aber auch Leuchtgas, welches durch längeres Stehen über Wasser für das bloße Auge staubfrei gemacht worden war, besaß eine erhöhte Leitfähigkeit, welche zunächst unter Anlegen eines Feldes auf einen kleinen Wert abklang, der allerdings höher lag, wie der Normalwert des gewöhnlichen keinem Funken oder Lichtbogen ausgesetzt gewesenen Leuchtgases, dann aber im sich selbst überlassenen Gase stark anstieg.

8. Die Leitfähigkeit hatte meist ausgeprägt unipolaren Charakter.

Die hier gewonnenen Phänomene werden vielleicht verständlich, wenn wir annehmen, daß der Elektrizitätstransport im künstlich leitfähig gemachten Gase auf folgende drei Arten besorgt wird:

A. Durch sehr schwer bewegliche und langsam rekombinierende Ionen, welche entweder vom Funken oder Lichtbogen geschaffen wurden resp. später im Gase entstehen. (Über letztere Auffassung siehe weiter unten.) Dank der verschiedenen Beweglichkeit und Diffusion dieser Ionen wird auch der von ihnen getragene Strom stark vom Vorzeichen abhängig sein.

B. Durch kleinere resp. größere Staubteilchen (vielleicht auch in kolloidaler Verteilung), welche entweder eine Eigenladung besitzen, indem sie sich einem Ion anlagern, oder welche sich im ungeladenen Zustande dank der Unsymmetrie des Feldes, in dem sie sich befinden, zu bewegen anfangen.

Eine elektrische Konvektion durch Staub ist schon früher von Nahrwold[1]) beobachtet worden, allerdings haben die von ihm gefundenen Phänomene mit den hier geschilderten wenig Ähnlichkeit. Natürlich mußte je nach dem Überwiegen der einen oder anderen Ionenart, mit der sich die Staubteilchen zusammenlagern, auch der von ihnen getragene Strom stark mit dem Vorzeichen variieren.

C. Durch Brücken, welche sich aus der Zusammenlagerung solcher Staubteilchen aufbauen; hier ist keine Abhängigkeit vom Vorzeichen mehr zu erwarten. Nach Bildung der Brücken wurde die Leitfähigkeit so groß, daß wir sie mit Hilfe des Spiegelgalvanometers messen konnten;

1) Wied. Ann. **5**, 460, 1878.

in diesem Fall zeigte der Strom für kommutiertes Feld völlig gleiche Werte und folgte dem Ohmschen Gesetze, während bei der elektroskopischen Methode, wo die unter A und B besprochenen Leitfähigkeiten noch gut meßbar waren, der unipolare Charakter der Leitfähigkeit am deutlichsten hervortrat.

Die unter A erwähnte Neubildung der Ionen wäre auf folgenden Wegen denkbar: Einmal wäre es nach J. J. Thomson[1]) möglich, daß die Ionen an den Wandungen des Gefäßes nicht vollständig entladen würden und so zu einer Doppelschicht Veranlassung gäben, welche ihrerseits den im Metall enthaltenen Elektronen den Austritt erleichtert; die Elektronen könnten dann im Gase auf ihrem Wege durch Stoß neue Ionen schaffen. J. J. Thomson faßt einen solchen Zustand als eine Art künstliche Radioaktivität auf. Vielleicht haben wir in der J. J. Thomsonschen Hypothese eine Erklärung für das Wiederanwachsen der bereits stark abgeklungenen Leitfähigkeit gefunden.

Ebensogut wäre es aber auch denkbar, wie schon in der Einleitung erwähnt, daß bei der extrem hohen Temperatur im Gase instabile chemische Verbindungen zustande kämen, welche dann ihrerseits wieder mit der Zeit unter Ionenabgabe zerfallen könnten.

Die ebenfalls schon besprochene Bildungsmöglichkeit einer bis jetzt bekannten Radioaktivität oder die Beschleunigung sonst nicht wahrnehmbarer radioaktiver Zerfallsprozesse durch den Einfluß der sehr hohen Temperatur im Funken oder Lichtbogen hat sich aus vorstehender Untersuchung nicht ergeben[2]). Vielleicht ist es aber dank der großen Empfindlichkeit der elektrischen Methoden zum Nachweise radioaktiver Prozesse — sie sind ja den spektralanalytischen weit überlegen — doch möglich, auf einem ähnlichen Wege das erhoffte Ziel zu erreichen, besonders da nach den neuesten Untersuchungen der Glaube an die Beständigkeit radioaktiver Umwandlungsprozesse schwankend erscheint.

Herrn Professor Des Coudres, welcher durch sein außerordentlich liebenswürdiges Entgegenkommen mir die experimentelle Durchführung dieser Arbeit am Theoretisch-Physikalischen Institut der Universität Leipzig ermöglichte, möchte ich auch an dieser Stelle meinen wärmsten Dank aussprechen.

1) Elektrizitätsdurchgang in Gasen. Deutsch von E. Marx, S. 353.

2) Im Anschluß an diese Arbeit habe ich versucht, Thoriumemanation einem Funken oder Lichtbogen auszusetzen und etwaige Veränderungen an ihr zu studieren. Wesentliche Einflüsse haben sich bis jetzt nicht ergeben, wohl aber zeigten die Experimente einige neue Phänomene im Zusammenwirken der durch die Emanation und der durch den Lichtbogen resp. Funken erzeugten Ionen, über die ich demnächst zu berichten gedenke.

(Eingegangen 21. September 1908.)

Ein Apparat zum Messen von Meerestiefen.

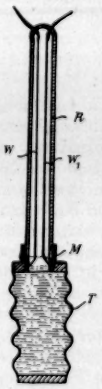
Von A. Schortau.

Alle Lotungen und Tiefenmessungen, welche bisher vom Schiffe aus gemacht werden, haben den Nachteil, daß nach jeder Messung das Lot wieder an Bord gehoben werden muß. Der von der Marine am meisten gebrauchte Apparat besteht aus einer langen oben geschlossenen Glasröhre, welche an einem schweren Lot befestigt ist und innen einen Metallspiegelbelag besitzt.

Das Lot wird an einem Tau in das Meer abgelassen und das Wasser dringt von unten in die Röhre ein, wobei es mehr oder weniger, je nach seiner Tiefenlage, die in der Röhre befindliche Luft zusammenpreßt. Hierbei wird der vom Meerwasser berührte Metallspiegelbelag abgefressen. Nachdem das Lot wieder an Bord geholt ist, wird aus der restierenden Länge des stehengebliebenen Spiegelbelages unter Berücksichtigung des Luftdruckes die gewesene Tiefe berechnet.

Diese Methode hat den Vorteil, daß die Messung vom fahrenden Schiff aus gemacht werden kann; aber den Nachteil, daß die momentan vorhandene Tiefenlage des Lotes unbestimmbar ist, das Lot zur Feststellung der Tiefen erst an Bord geholt werden muß und zu einer neuen Messung eine neue Röhre einzusetzen ist.

Mit Hilfe des vom Verfasser konstruierten Apparates werden alle diese Nachteile aufgehoben.



Der Apparat besteht aus einer oben geschlossenen Glasröhre R, in welcher sich zwei Widerstandsdrähte W und W_1 befinden, welche mit zwei in der oberen Röhre eingeschmolzenen Platinösen verbunden sind. Der untere offene Teil der Röhre ist in einer Metallmuffe M fest eingesetzt, welche in eine Eisendose T herme-

tisch eingeschraubt ist, deren Seitenwände eingepreßte Ringe besitzt, wie sie die Dosen von Aneroidbarometern haben. Hierdurch wird die Dose elastisch federnd. Die Dose selbst ist bis zur Muffe mit gereinigtem Quecksilber gefüllt.

Wenn auf die Dose ein Druck ausgeübt wird, so dringt das Quecksilber in die Röhre ein, preßt die in der Röhre befindliche Luft zusammen und schaltet durch Kurzschließung der Widerstandsdrähte Widerstand aus. Der Widerstand kann mit Hilfe einer Meßbrücke genau gemessen werden.

Wird dieser Apparat an ein schweres Lot befestigt und an einem zweiaderigen Kabel mit fester Tragleine in das Meer abgelassen, so wird je nach der Tiefenlage die Wassermasse auf die Dose einen Druck ausüben, wodurch das Quecksilber in die Röhre getrieben wird und dementsprechend die Widerstandsdrähte verkürzt. Es kommt hier das Gay-Lussacsche Gesetz zur Anwendung, daß sich die Drucke umgekehrt proportional wie die Volumina der Gase verhalten. Durch Messung des Widerstandes an Bord ist man jederzeit in der Lage die Tiefe des Lotes zu wissen. Die Skala der Meßbrücke kann praktisch in Metern geeicht werden und ist dann nur das Resultat durch die Variation des Luftdruckes mit einem Koeffizienten zu multiplizieren, der aus einer berechneten Tabelle entnommen werden kann. Für sehr genaue Messungen ist noch das jeweilige spezifische Gewicht des Seewassers in Rechnung zu ziehen. Der Widerstand des Leitungskabels muß natürlich ständig eingeschaltet bleiben, was sehr leicht erreicht ist, durch zwei Schleifringe und Metallbürsten an der Kabelwinde. Durch geeignete Normierung des Meßdrahtes der Meßbrücke läßt sich der Widerstand des Kabels kompensieren.

Daß die Glasröhre zerreißen wird, ist nicht zu befürchten, da sich die Drucke von innen und außen der Röhre immer das Gleichgewicht halten.

(Eingegangen 24. September 1908.)

Praktische Ecke.

Geradsichtiges Prisma zur Projektion von Spektren.

Von Joh. Koenigsberger.

Das im folgenden beschriebene geradsichtige Flüssigkeitsprisma besitzt dieselbe Dispersion wie die Prismen nach Wernicke, ist aber in der Herstellung einfacher als diese und kann daher bei gleicher Größe mit der Hälfte der Kosten und bei steigender Größe, wenn rohe Lichtstärke notwendig ist, mit viel geringeren Kosten hergestellt werden.[1]) Ein säurefest bei 400° gekitteter nahezu rechtwinkliger Flüssigkeitstrog von oben gesehen, wie Figur, ist in drei Prismen geteilt, von denen die beiden äußeren mit einer Flüssigkeit von geringer Dispersion, das innere mit einer Flüssigkeit von viel größerer Dispersion und ähnlichem Brechungsindex gefüllt sind. Die Flüssigkeiten bleiben in dem zugekitteten Prisma, verändern sich nicht[1]) und brauchen nicht zurückgegossen zu werden. Geradsichtige Prismen sind bisher von den größeren optischen Werkstätten in vier Ausführungen hergestellt worden.

1. Kombination von Crownglas und Flintglasprismen nach Amici-Jansen (Dispersion C—F etwa 1°—2°), Rutherfordprismen (Dispersion C—F 3°—3°50). Diese Prismen sind für genaue Messungen zwar durchaus den Flüssigkeitsprismen vorzuziehen, da ihre Dispersion viel weniger von der Temperatur abhängt, aber für

Projektion usw. sind sie der geringen Dispersion und der mit zunehmender Größe rasch steigenden Herstellungskosten wegen nicht geeignet.

2. Flüssigkeitsprismen mit Füllung, die Violett etwa bis 380 $\mu\mu$ gut durchläßt. Dipersion C—F etwa 2°30′—4°30′.

3. Flüssigkeitsprismen mit Füllung, die nur bis Blau gut durchlässig ist. Dispersion C—F etwa 3°30—5°.

4. Kombinationen von geradsichtigen Prismen durch Aneinandersetzen oder Reflexion.

Das neue Prisma gehört zur Kategorie 2, hat bei Zimmertemperatur eine Dispersion C—F etwa 4° und ist bis 400 $\mu\mu$ gut durchlässig. Eine sehr hohe Dispersion, nämlich 8°, kann leicht durch Hintereinanderschalten zweier Prismen bewirkt werden. Ein solches System von zwei Prismen stellt sich immer noch weit billiger als ein einfaches Wernickeprisma. Nach den Erfahrungen des Verf. ist das Hintereinanderstellen der Herstellung von fünfteiligen Prismen und für Projektionszwecke der Reflexion an einer Fläche weitaus vorzuziehen.

1) Die Prismen, sowie eine dazugehörige einfache Projektionsvorrichtung werden von der Firma F. Hellige & Co. in Freiburg i/B. hergestellt.

1) Nur bei Temperaturen unter 0° tritt Gefrieren ein, es genügt aber, das Prisma kurze Zeit in ein warmes Zimmer zu stellen, damit es wieder gebrauchsfähig wird.

(Eingegangen 27. September 1908.)

Ein einfacher Projektionsschirm für polarisiertes Licht.

Von E. Grimsehl.

Ebenso wie man die feinen Trübungsteilchen, die sich bilden, wenn man eine sehr stark verdünnte Mastixlösung in Wasser gießt, als Analysator bei Polarisationsversuchen verwenden

kann, kann man auch einen mit Lack überzogenen Schirm als Analysator verwenden. Man stellt sich einen solchen Schirm am einfachsten her, indem man einen Schirm aus Karton mehrmals mit einem dünnflüssigen Gemisch aus Schellacklösung und Kienruß mittels eines großen weichen Pinsels so überstreicht, daß nach dem Trocknen ein gleichmäßig mattschwarzer Überzug entsteht. Die Schellacklösung muß, wenn der Anstrich mattschwarz werden soll, sehr stark mit Spiritus verdünnt sein.

Mittels eines solchen Schirmes gestaltet sich die objektive Demonstration der meisten Polarisationsversuche außerordentlich einfach. Wenn man z. B. das Kalkspatkreuz objektiv demonstrieren will, so braucht man nur einen kleinen Nicol von etwa 8 mm Seitenlänge, durch den man das Licht einer elektrischen Bogenlampe sendet. In den Strahlengang wird dann eine Konvexlinse, ein Brillenglas von 5 cm Brennweite eingeschaltet. Dort, wo die Strahlen konvergieren, wird eine senkrecht zur optischen Achse geschnittene Kalkspatplatte eingesetzt und dann wird in den Weg der divergent austretenden Lichtstrahlen an irgendeiner Stelle der Projektionsschirm unter etwa 45^0 Neigung aufgestellt. Es entsteht auf dem Schirme das Kalkspatkreuz in wunderbarer Schönheit; es ist in einem großen Raume weithin sichtbar.

Offenbar wirkt hier jedes einzelne Teilchen des Schirmes in der Weise als Analysator, daß an jeder Stelle eine dünne Lackschicht das Licht reflektiert. Das in die Lackschicht eintretende Licht wird von dem Kienruß absorbiert; daher ist das reflektierte Licht fast vollständig polarisiert und das Polarisationsbild ist sehr rein. Von Vorteil ist es, daß die Schicht uneben ist, denn dadurch wird die Reflexion diffus; daher sieht man das Projektionsbild von fast allen Richtungen aus. Natürlich ist der Glanz des Bildes in einer Richtung besonders schön. Man kann, wenn man seine Stellung zum Projektionsschirm verändert, wenn man also einmal mehr von oben, ein andermal mehr von der Seite sieht, ohne Veränderung der Stellung des Polarisators abwechselnd das helle und das dunkle Kalkspatkreuz sehen.

Da der Öffnungswinkel des Projektionsschirmes fast 180^0 ist, so bietet es keine Schwierigkeiten, das Achsenkreuz zweiachsiger Kristalle objektiv so darzustellen, daß man gleichzeitig das Bild um beide Achsen herum auf den Schirm bekommt.

(Eingegangen 29. September 1908.)

Tagesereignisse.

Preisausschreiben der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft.

Die Deutsche Meteorologische Gesellschaft schreibt einen Preis von 3000 (drei Tausend) Mark aus für die beste Bearbeitung der bei den internationalen Aufstiegen gewonnenen meteorologischen Beobachtungen, soweit sie veröffentlicht vorliegen.

Bedingungen.

1. Es steht den Preisrichtern frei, geeignetenfalls den Preis zu teilen.
2. An der Preisbewerbung können sich Angehörige aller Nationen beteiligen.
3. Die anonym einzureichenden Bewerbungsschriften sind in deutscher, englischer oder französischer Sprache zu verfassen, müssen einseitig und gut lesbar geschrieben, ferner mit einem Motto versehen und von einem versiegelten Umschlag begleitet sein, der auf der Außenseite dasselbe Motto trägt und inwendig den Namen und Wohnort des Verfassers angibt.
4. Die Zeit der Einsendung endet mit dem 31. Dezember 1911, und die Zusendung ist an den unterzeichneten Vorsitzenden der Gesellschaft (Geheimen Regierungsrat Professor Dr. G. Hellmann, Berlin W. 56, Schinkelplatz 6) zu richten.
5. Die Resultate der Prüfung der eingegangenen Schriften durch fünf Preisrichter werden 1912 in der Meteorologischen Zeitschrift bekannt gegeben werden.

Der Vorsitzende der Deutschen Meteorologischen Gesellschaft.
Hellmann.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Krakau Dr. Konstantin Zakrzewski für Experimentalphysik, an der Technischen Hochschule Brünn Dr. Erwin Lohr für Physik.

Verliehen: Dem Privatdozent für Mathematik an der Universität Bonn Dr. Konstantin Carathéodory der Titel Professor.

Gestorben: Der Professor der Physik an der Technischen Hochschule Aachen Geheimer Regierungsrat Dr. Adolf Wüllner, der frühere Dozent der Klimatologie an der Universität Wien Dr. Josef Schreiber.

Gesuche.

Physiker, Dr. phil.,

25 Jahre alt, vollständig militärfrei, **sucht** Stellung als Assistent oder in einer Fabrik.

Offerten unter **S. H. 281** an die Expedition dieser Zeitschr. erbeten.

Wissenschaftlicher Mitarbeiter

gesucht. Physikal. Chemiker oder Physiker in höheren Semestern, ev. schon promoviert, findet als Volontär gute Gelegenheit zu selbständiger und interessanter Arbeit.

Anfragen unter **S. H. 33** an die Redaktion dieser Zeitschrift erbeten.

Promovierter Physiker

mit vierjähriger Laboratoriumspraxis **sucht** dauernde Stelle in einem größeren wissenschaftlichen Institut oder einer größeren Unternehmung. Anträge unter **„Volta“** an die Expedition dieser Zeitschrift erbeten.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Emil Bose in Oliva bei Danzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.